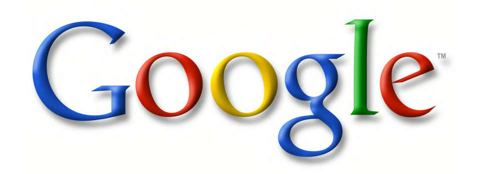





SIGILLVM ACADEMIAE HARVARDIANAE IN NOV ANG
CHRISTO ET ECCLESIAE
VE RI TAS

DIE
ELEKTRIZITÄT IN GASEN.

VON

DR. JOHANNES STARK,
PRIVATDOCENT DER PHYSIK AN DER UNIVERSITÄT GÖTTINGEN.

MIT 144 ABBILDUNGEN.



LEIPZIG,
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1902.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

HERRN GEH. REG.-RAT

PROFESSOR DR. EDUARD RIECKE

IN GÖTTINGEN

IN DANKBARKEIT UND VEREHRUNG

GEWIDMET VOM VERFASSER.

Vorwort.

Zwischen der Entdeckung der Magnetinduktion durch Faraday und ihrer Anwendung in der modernen Dynamomaschine liegt ein halbes Jahrhundert. Das dunkle Gebiet der elektrischen Erscheinungen in Gasen ist wohl schon längst entdeckt, aber erst in dem letzten Jahrzehnt erschlossen worden. Die Technik hat im Lichtbogen eine derselben in großem Umfange schon vor Jahren nutzbar gemacht; in jüngster Zeit hat sie jenem Gebiet einen neuen Fabrikationszweig, die Herstellung von Röntgenröhren, zu danken; niemand kann ahnen, welche praktische Bedeutung einst die Elektrochemie der Gase gewinnen wird.

In der Physik haben die elektrischen Erscheinungen in Gasen bis vor kurzem eine untergeordnete Rolle gespielt. Sie standen für sich allein, ohne Anschluß an die elektrischen Vorgänge in flüssigen und festen Körpern; dazu schienen sie in ein undurchdringliches Dunkel gehüllt. Einzelne von ihnen wurden ob ihres Glanzes und ihrer Rätselhaftigkeit in Vorträgen demonstriert und in den Lehrbüchern kurz besprochen; der größte Teil der Erscheinungen aber blieb einer allgemeineren Kenntnisnahme vorenthalten, und das mit Recht; denn der Mangel eines umspannenden Erklärungsprinzipes machte eine systematische und kurze Behandlung der ungemein zahlreichen

Erscheinungen unmöglich und ihre Bedeutung für die übrigen Teile der Physik war gering. In diesem Verhältnis hat sich aber in dem letzten Jahrzehnt mit seltener Schnelligkeit eine umstürzende Wandlung vollzogen. Heute besitzt die Elektrizität in Gasen eine zentrale Bedeutung für die Naturwissenschaft, und wem die neuere Entwickelung auf diesem Gebiet unbekannt ist, der kennt nicht ein wesentliches Stück der zeitgenössischen Physik.

Schon als Forschungsgebiet an sich besitzt die Elektrizität in Gasen für die Physik eine hervorragende Bedeutung. Hier begegnen uns Erscheinungen, die wir in den flüssigen und festen Körpern nicht beobachten können. Die Strahlen elektrisch geladener Masse, die Kathoden- und Kanalstrahlen, die mit einer ungeahnt großen Geschwindigkeit den Raum durcheilen, stellen ein neues Erscheinungsgebiet für sich dar. Das Gleiche gilt von einer ihrer Wirkungen, von den Röntgenstrahlen; in diesen haben wir eine elektromagnetische Erscheinung im Äther zu sehen, welche neben der Lehre vom Licht eine selbständige Bedeutung beanspruchen darf und uns als neues Instrument zur Erforschung der Materie dienen kann. Für die gesamte naturwissenschaftliche Erkenntnis aber ist die Entdeckung des freien Elektrons von prinzipieller Wichtigkeit. Der Nachweis, daß sich aus einem Körper Teilchen gewinnen lassen, die einerseits das Elementarquantum der elektrischen Ladung, andererseits eine viel kleinere Masse als das Wasserstoffatom besitzen, die Erkenntnis, daß sich ein gasförmiges Element aus dem gewöhnlichen Zustand unter Aufwand von Energie in einen anderen Zustand überführen, nämlich elektrisch sich dissociieren läßt, bedeutet für die atomistische Hypothese in der Naturwissenschaft eine neue Epoche.

Aber auch im Hinblick auf andere Teile der Physik gewinnen die elektrischen Erscheinungen in Gasen und ihre Theorie mehr und mehr an Wichtigkeit. Die Spektralanalyse der Elemente im gasförmigen Zustande wird von der experi-

mentellen und theoretischen Analyse der elektrischen Strömung in Gasen neue Impulse empfangen. Wir sind durch das eigenartige Verhalten der Gase gezwungen, uns über den Mechanismus der elektrischen Strömung klarer zu werden; ausgehend von der Kenntnis gewisser Erscheinungen in Gasen ist die Forschung bereits am Werke das Dunkel zu lichten, das noch über der Leitung der Elektrizität in Metallen liegt. Die Thermodynamik der idealen Gase ist vorbildlich und grundlegend für die ganze Wärmetheorie; insofern im gasförmigen Zustand die wechselseitigen Kräfte zwischen den Molekülen der chemischen Elemente zurücktreten, vermag die Eigenart des einzelnen Teilchens in der Struktur des Spektrums zur Geltung zu kommen, wenn es zur Lichtstrahlung angeregt wird. Wahrscheinlich werden auch noch in der allgemeinen Theorie der Strömung der Elektrizität die Gase den Vortritt vor den flüssigen und festen Körpern erhalten.

Für die Chemie scheinen die elektrischen Vorgänge in Gasen eine geringe Bedeutung zu besitzen. Indes stehen wir hier erst im Anfang einer Entwickelung, deren Ende sich noch nicht absehen läßt. Selbst zugegeben, daß die chemischen Reaktionen in elektrisch dissoziierten und elektrisch durchströmten Gasen für die Analyse und Synthese nie die Bedeutung gewinnen werden wie in Flüssigkeiten, so wird die Chemie doch in theoretischer Hinsicht ein hervorragendes Interesse an der elektrischen Erforschung der Gase haben. Sie wird auf die Dauer die Beobachtungen und Messungen nicht unbeachtet lassen können, welche von physikalischer Seite im Sinne einer elektrischen Dissoziierung der chemischen Elemente gedeutet werden. Ferner wird die Chemie gerade in der elektrischen Dissociierung ihrer Elemente im gasförmigen Zustand ein Mittel erhalten, diese von einer neuen Seite her zu charakterisieren und Aufschluß über das geheimnisvolle Wirken der Valenz zu gewinnen. Im gasförmigen Zustand sind ja die Kräfte zwischen den einzelnen Teilchen schwach. Die Absorption von Energie, die bei der

elektrischen Disociierung erfolgt, wird darum fast ausschließlich durch die Eigenart des einzelnen Gasteilchens bestimmt. Und diese energetische Charakteristik der chemischen Elemente im gasförmigen Zustand wird grundlegend werden für das Verständnis der elektrischen Dissociierung im flüssigen und festen Zustand der Metalle, Metalloide und ihrer Verbindungen.

Für den elektrischen Teil der Geophysik wird endlich die Erforschung der Erscheinungen in Gasen eine neue, erfolgreiche Entwickelung auslösen. Wenn bis jetzt die Luftelektrizität, der Blitz und das Polarlicht der Erklärung unzugänglich blieben, so war dies verständlich, da selbst die elektrischen Erscheinungen in Gasen, die man im Laboratorium dem Experiment unterwerfen konnte, sich nicht genügend erklären ließen. Da aber nunmehr diese zum größten Teil experimentell und theoretisch gemeistert sind, so ist jetzt auch für jene die Zeit der systematischen Erforschung und zuverlässigen Deutung gekommen.

Wenig noch in den Kreisen der Elektrotechnik, mehr schon bei den Chemikern und Vertretern der physikalischen Chemie, am meisten bei den Physikern hat sich in den letzten Jahren die Erkenntnis von der Bedeutung der Elektrizität in Gasen Bahn gebrochen, auch in die studierende Generation ist die Kunde von den wichtigen Errungenschaften des Experimentes und der Theorie auf diesem Gebiete gedrungen. Es besteht auf vielen Seiten der Wunsch diesen neuen Erdteil der Physik kennen zu lernen, sei es lediglich um sich über den Stand der Forschung zu unterrichten, sei es um aus ihm für wissenschaftliche Untersuchungen Gewinn zu ziehen. Zur Erfüllung dieses Wunsches kann nicht die Lektüre der Originallitteratur dienen. Denn diese umfaßt an die tausend Abhandlungen, ist ungemein zerstreut, zum Teil widersprechend und von geringem Werte. Der Laie auf diesem Gebiete müßte wie ein Schiffer ohne Kompaß in das weite Weltmeer sich hinauswagen.

Das vorliegende Buch ist ein Versuch, jenem Wunsche zu entsprechen. Es stellt übersichtlich alle elektrischen Erscheinungen in Gasen zusammen, soweit sie bis zu Anfang des Jahres 1902 Gegenstand der Untersuchung waren. Hierfür war der Zeitpunkt gekommen. Denn in den letzten Jahren sind über das behandelte Gebiet so viele und zuverlässige Untersuchungen erschienen, daß ein gewisser Abschluß der experimentellen Forschung gewonnen ist. Dazu hat sich die Theorie der Erscheinungen soweit geklärt, erweitert und zur allgemeinen Geltung gebracht, daß für längere Zeit keine umstürzenden Wandlungen zu erwarten sind.

Daß dem ungemein mannigfaltigen und umfangreichen Stoff im Interesse einer systematischen und anregenden Behandlung das umspannende und belebende Nervensystem einer Theorie gegeben werden mußte, darüber konnte von vornherein kein Zweifel bestehen. Und auch in der Wahl der Theorie konnte es kein Schwanken geben. Sicher fußend auf der elektrischen Leitung in elektrolytischen Flüssigkeiten hat die Ionentheorie der Elektrizität im letzten Jahrzehnt, zwar unter hartnäckigem Kampfe, aber unaufhaltsam vordringend, das große Gebiet der elektrischen Erscheinungen in Gasen erobert. Solange wir keine andere Theorie haben, die in gleich einfacher Weise und gleich umfassendem Vermögen jene zu erklären gestattet, dürfen wir die führende Hand und das Licht der Ionentheorie in dem Labyrinth der verwirrend zahlreichen und verschlungenen Erscheinungen nicht von uns weisen. Es sei ausdrücklich betont, die Ionentheorie ist in diesem Buch nur Mittel zum Zweck, sein Gegenstand sind die qualitativen und vor allem die quantitativen Resultate der experimentellen Forschung. Wer indes die Ionentheorie in vollständiger und konsequenter Durchbildung kennen lernen will, dem wird dies durch die allgemein gehaltenen Teile der einzelnen Abschnitte ermöglicht. Die mathematische Darstellung der Theorie ist im Interesse der Anschaulichkeit einfach gehalten und in der

Regel auf eine einzige Raumdimension beschränkt; ihre Hilfsmittel gehen nicht über die Elemente der Differential- und Integralrechnung hinaus.

Die Litteratur ist, soweit sie dem Verfasser zugänglich war, bis zum Anfang des Jahres 1902 berücksichtigt. Um Geschlossenheit in der Entwickelung des Stoffes, um eine Übersicht über das riesige Gebiet zu gewinnen und die Handlichkeit des Buches nicht zu gefährden, mußte davon abgesehen werden, einzelne Arbeiten zu besprechen. Die Angabe, daß ungefähr 2400 Stellen aus einzelnen Abhandlungen zur Verarbeitung kamen, mag dies rechtfertigen. Um indes ein eingehendes Studium der einzelnen Probleme zu ermöglichen, wurde einem jeden Abschnitt ein soweit als möglich vollständiger Litteraturnachweis beigefügt; in diesem sind wieder diejenigen Arbeiten, welche den Gegenstand am erschöpfendsten oder zuverlässigsten behandeln, durch ein Kreuz gekennzeichnet.

Es ist noch ein Wort über die Abgrenzung des Buches zu sagen. Das Prinzip hierfür ist dadurch gegeben, daß es alle Erscheinungen behandeln soll, welche sich an den freien Elektrizitätsteilchen in einem Gase abspielen; dadurch blieb ein tieferes Eingehen auf die Schwingungen des elektromagnetischen Feldes im Funken, auf die Lichtemission in durchströmten Gasen und auf die dielektrischen Wirkungen ausgeschlossen. Manch einer wird indes einen Abschnitt über die Elektrizität in der Erdatmosphäre vermissen. Da jedoch auf diesem Gebiet das Beobachtungsmaterial noch nicht genügend vollständig, noch zuverlässig ist und auch noch nicht allgemein zufriedenstellend gedeutet werden kann, so wurde von einer zusammenfassenden Darstellung desselben abgesehen. Dafür aber sind zwei andere Gebiete ausführlicher behandelt, als eigentlich dem Rahmen des Buches entspricht, nämlich die Becquerel- und Röntgenstrahlen. Da sie indes beide nur in innigem Zusammenhang mit den elektrischen Erscheinungen in Gasen genügend gewürdigt werden können und sie selbst

wieder einen Teil der letzteren erklären, so wurden beide Gebiete in die Lehre von der Elektrizität in Gasen aufgenommen.

Wenn ich nun das Buch, das aus einem mehrjährigen intensiven, experimentellen und litterarischen Studium des Stoffes hervorgegangen ist, der Öffentlichkeit übergebe, so bin ich mir bewußt, daß es viele Opposition finden wird. Diese wird sich einmal gegen die theoretische Seite des Buches wenden; sie wird ihm die Ionentheorie zum Vorwurf machen. Indes drängt sich diese niemand auf, bleibt sich ihres hypothetischen Ursprunges bewußt und feindet andere Anschauungen nicht an; möge ihr gleiche Toleranz gewährt und möge sie nicht unbesehen verworfen werden, ohne Kenntnisnahme der zahlreichen Thatsachen, die sie deuten, ordnen und finden lehrt. Sodann werden dem Buch die theoretischen Zuthaten des Verfassers zum Vorwurf gemacht werden. Indes möge man bedenken, daß der Verfasser des Buches als Erster die Vermessung des weiten Gebietes aufnehmen mußte, daß er eine große Zahl auseinanderlaufender Arbeiten zu einem übersichtlichen geschlossenen Ganzen vereinen mußte; zur Lösung dieser Aufgabe war theoretische Initiative eine Notwendigkeit. Endlich wird die Nomenklatur Anlaß zu Tadel geben. Aber auch in dieser Hinsicht befand ich mich in einer Zwangslage. Eine Reihe von Wortbildungen mußte entsprechend neuen Begriffen oder im Interesse der Kürze der Darstellung vorgenommen werden und im übrigen mußte ich mich nach Dafürhalten für die Ausdrucksweise bald des einen bald des anderen Forschers entscheiden; denn eine allgemein gebrauchte Nomenklatur giebt es auf dem behandelten Gebiete noch nicht.

Bei dem großen Umfang des Stoffes und bei der Neuheit vieler theoretischen Entwickelungen kommen in dem vorliegenden Buche zweifellos Fehler vor. Ich bitte die Kritik nicht um Nachsicht gegen sie; möge das Buch, auch indem es die richtige Auffassung herausfordert, zum Fortschritt der Wissenschaft

beitragen. Aber darum sei gebeten, möge man über dem Negieren nicht das Positive und die positive Mitarbeit vergessen. Ich werde jedem dankbar sein, der mich auf Fehler und Lücken des Buches aufmerksam macht.

Der Verlagsbuchhandlung sei auch an dieser Stelle für ihr Entgegenkommen bester Dank gesagt.

Göttingen, Ostern 1902.

Der Verfasser.

Litteraturkürzungen.

Am. J. Sc. = American Journ. of Science and Arts, gegründet durch Silliman.
A. Ch. Pharm. = Annalen der Chemie und Pharmacie.
A. Ch. Ph. = Annales de Chimie et de Physique.
A. Ph. = Annalen der Physik, herausgegeben von Drude.
Arch. Gen. = Archives des sciences physiques et naturelles, Genève.
B. B. = Sitzungsberichte der Berliner Akademie.
Bbl. = Beiblätter zu den Annalen der Physik und Chemie.
C. R. = Comptes rendus.
Ecl. El. = Eclairage Electrique.
El. = Electrician.
Erlang. B. = Sitzungsberichte der Societät zu Erlangen.
E. Z. = Elektrotechnische Zeitschrift.
F. = Fortschritte der Physik.
J. Ph. = Journal de Physique.
L. E. = Lumière Electrique.
Mem. Bol. = Memorie di Bologna.
Nat. = Nature.
Naturw. R. = Naturwissenschaftliche Rundschau.
P. A. = Poggendorfs Annalen.
Ph. M. = Philosophical Magazine.
Ph. R. = Physical Review.
Ph. Tr. = Philosophical Transactions.
Ph. Z. = Physikalische Zeitschrift.
Pr. Cambr. S. = Proceedings of the Cambridge Phil. Society.
Pr. R. S. = Proceedings of the Royal Society of London.
Rend. Linc. = Rendiconti d. R. Accademia dei Lincei.

Rend. Nap.	= Rendiconti di Napoli.
V. D. Ph. G.	= Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.
V. Ph. G.	= Verhandlungen der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin.
W. A.	= Wiedemanns Annalen.
W. B.	= Sitzungsberichte der Wiener Akademie.
Würzb. B.	= Sitzungsberichte der Societät zu Würzburg.
Z. Elch.	= Zeitschrift für Elektrochemie.
Z. Ph. Ch.	= Zeitschrift für physikalische Chemie.

Inhalt.

Erster Teil.

Praktische und theoretische Hilfsmittel.

Erstes Kapitel.

Apparate und Methoden.

Zweites Kapitel.

Elektronen- und Ionenhypothese.

Zweiter Teil.

Ionisierung und Elektrisierung.

Erstes Kapitel.

Ionisierung.

I. Allgemeines über Ionisierung.

II. Ionisierung durch Temperatur.

III. Ionisierung durch Ionenstoß.

IV. Ionisierung durch ultraviolettes Licht.

Seite

V. Ionisierung durch Röntgenstrahlen.

VI. Ionisierung durch Becquerelstrahlen.

VII. Ionisierung durch chemische Vorgänge.

Zweites Kapitel.

Elektrisierung.

I. Allgemeines über Elektrisierung.

II. Elektrisierung durch elektrische Kraft und Temperatur.

III. Lichtelektrische Zerstreuung.

Seite

IV. Elektrisierung durch Änderung flüssiger Oberflächen und durch chemische Vorgänge.

Dritter Teil.

Charakteristik der elektrischen Strömung.

Erstes Kapitel.

Art und Form der elektrischen Strömung.

I. Allgemeines über die elektrische Strömung.

II. Spitzenstrom.

III. Glimmstrom.

Seite

Zweites Kapitel.

Verschiebung der Ionen.

Drittes Kapitel.

Das Ohmsche Gesetz und die Grenze seiner Gültigkeit.

Fünfter Teil.

Ionenstrahlen.

I. Erzeugung u. Eigenschaften der Kathodenstrahlen.

II. Kathodenstrahlen im magnetischen Felde.

Seite

III. Kathodenstrahlen im elektrischen Felde.

IV. Verhältnis von Ladung zur Masse und Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen.

V. Zerstreuung der Kathodenstrahlen.

VI. Die Kanalstrahlen.

Sechster Teil.

Kräfte.

Erstes Kapitel.

Energieformen, elektrische Triebkraft.

Seite

Zweites Kapitel.

Elektrische Kraft.

Drittes Kapitel.

Kontaktkraft.

Viertes Kapitel.

Kraft durch kinetische Energie.

Fünftes Kapitel.

Magnetische Kraft.

Siebenter Teil.

Thermische, optische und chemische Wirkungen.

Erstes Kapitel.

Thermische Wirkungen.

Zweites Kapitel.

Optische Wirkungen.

I. Elektrisches Leuchten der Gase.

II. Röntgenstrahlen.

III. Elektrisches Leuchten fester Körper.

Seite

Drittes Kapitel.

Chemische Wirkungen.

Erster Teil.

Praktische und theoretische Hilfsmittel.

Erstes Kapitel.

Apparate und Methoden.

1. Stromquellen.

Hochspannungsbatterie. — Ist ein Gas sekundär ionisiert, beispielsweise durch Röntgen-, Becquerelstrahlen oder hohe Temperatur, so genügt eine beliebig kleine elektromotorische Kraft, um einen Strom durch das Gas zu senden. Muß dagegen das Gas erst mit Hilfe elektrischer Spannung ionisiert werden, so ist hierzu und zur Aufrechterhaltung der Strömung eine hohe Spannung notwendig. Es seien darum die Quellen hoher Spannung näher besprochen.

Sind die elektrischen Strömungen in Gasen schon im stationären Zustand verwickelt genug, so gilt dies noch mehr von ihrer zeitlichen Änderung. Für ihre exakte Erforschung können darum vorderhand nur solche Stromquellen in Betracht kommen, welche eine zeitlich konstante Spannung den Elektroden des Gases zuführen. Diese Forderung wird am besten durch eine Batterie erfüllt, welche aus vielen galvanischen Elementen mit annähernd konstanter elektromotorischer Kraft besteht.

Für eine Hochspannungsbatterie verwendet man in neuerer Zeit ausschließlich Akkumulatoren. Denn diese besitzen für die in Betracht kommenden Stromstärken eine konstante elektromotorische Kraft; dazu ist ihre Wartung einfach und ihre Lebensdauer im Vergleich mit primären galvanischen Elementen

eine große. Für Hochspannungsbatterien kommen heutzutage nur zwei Typen von Akkumulatoren in Betracht, nämlich der Reagensglas- und der Flaschenakkumulator.

Für den Reagensglasakkumulator[1]) dient als Gefäß ein großes Reagensglas, als Pole rechteckige Blei- bez. Bleisuperoxydstreifen. Die Gläser sind in Reihen dicht nebeneinander gestellt; die Bleisuperoxydplatte eines jeden Akkumulators ist mit der Bleiplatte des vorhergehenden verlötet (vergl. Fig. 1).

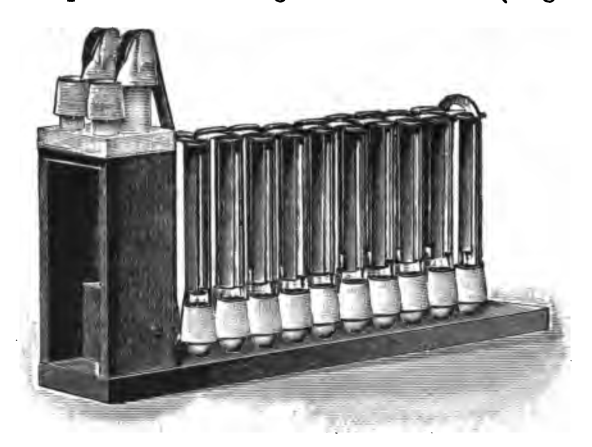


Fig. 1.

Die Kapazität beträgt im Anfang 0,25, in der besten Zeit 0,7 Ampèrestunden, die maximale Entladestromstärke 200 Milliampère im besten Zustande.

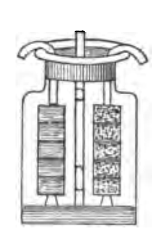


Fig. 2.

Für den Flaschenakkumulator[2]) (vergl. Fig. 2) dient als Gefäß eine kurze starkwandige Flasche mit weiter Öffnung. Ihr Boden ist mit einem Hartpechguß bedeckt, in diesen sind zwei Porzellanblöcke eingelassen. Auf diesen sitzen die Pole, Parallepipede aus Bleischichten mit dazwischen gebetteter aktiver Masse, schwammigem Blei- bez. Bleisuperoxyd. Die Flasche ist verschlossen mit einem Gummistopfen; durch diesen führen Bleistreifen zu den Polen; zur Schließung aller Spalten ist auf

[1]) Bezugsquelle Fr. Klingelfuss & Co. in Basel.
[2]) Bezugsquelle M. Bornhäuser in Ilmenau in Thüringen.

dem Stopfen ein Hartpechguß ausgebreitet. Zur Füllung des Akkumulators mit Säure dient ein in der Axe angebrachtes Glasröhrchen, das unten eine seitliche Öffnung zum Einfluß der Säure, oben eine seitliche Öffnung zum Entweichen von Gasen hat. Die Flaschenakkumulatoren werden so, wie die Fig. 3



Fig. 3.

zeigt, in der Hochspannungsbatterie in einzelnen 25—50 Stück umfassenden Sätzen möglichst dicht hintereinander geschaltet, einmal um Raum zu sparen, sodann um die Schaltleitung möglichst kurz zu machen.

Die Kapazität beträgt 1 Ampèrestunde, die maximale Entladestromstärke 0,2 Ampère. Der innere Widerstand einer Zelle beträgt etwa 0,15 Ohm.

Die Reagensbatterie hat den Vorzug, daß sie billig ist und wenig Raum beansprucht. Die Flaschenbatterie hat demgegenüber eine Reihe anderer Vorzüge. Ihre Kapazität und maximale Stromstärke ist für längere Zeit größer, die Verdunstung des Säurewassers ist geringer, die Isolation ist eine bessere wegen der Beschränkung der Säurewanderung und der Verhinderung der Verspritzung von Säuretröpfchen beim Laden.

Für die Aufstellung und Wartung von Hochspannungsbatterien gelten im allgemeinen dieselben Vorschriften wie für die gewöhnlichen Akkumulatorenbatterien. Besondere Rücksicht ist indessen hier auf die Isolation zu nehmen, im Interesse der Lebensdauer der Batterie und im Interesse genauer wissenschaftlicher Messungen. Die Flaschenakkumulatoren befestigt man durch einen Paraffinguß in flachen, mit Isolierlack bestrichenen Kästen aus gut getrocknetem Holz. Diese werden auf Porzellanfüße gesetzt und dann übereinander in Kästen aus Eichenholz aufgestellt. Die Batterie darf nicht entladen stehen bleiben und muß, auch wenn sie nicht ge-

braucht wird, von Zeit zu Zeit entladen und wieder geladen werden. Zur Ladung werden die einzelnen Sätze einer Batterie entsprechend der verfügbaren Ladespannung nebeneinander, zur Entladung hintereinander geschaltet.

Influenzmaschine. — Als Quelle konstanter hoher Spannung kommt in zweiter Linie die Influenzmaschine in Betracht. Sie besitzt gegenüber der Hochspannungsbatterie den Nachteil, daß ihr innerer Widerstand viel größer und ihre Polspannung nicht so konstant ist, sondern von mehreren äußeren Einflüssen leicht verändert werden kann. Dagegen besitzt sie den großen Vorteil, bei geringerem Kostenaufwand eine viel höhere Spannung zu liefern. Es lohnt sich nämlich nicht, eine Hochspannungsbatterie für mehr als 4000 Volt aufzustellen. Diese Spannung, ja schon 2000 Volt sind für die meisten Zwecke genügend. Höhere Spannung (20000 Volt) in Batterien würde sehr teuer sein, viel Raum beanspruchen und Feuergefahr in sich bergen.

Eine einplattige Influenzmaschine reicht nur für eine beschränkte Anzahl von Untersuchungen aus, da sie einen großen inneren Widerstand besitzt und nur wenig Elektrizität fördert, nämlich höchstens einen Strom von 10 Mikroampère zu liefern vermag. Dagegen genügt eine mehrplattige Töpler-Influenzmaschine[1]) fast für alle in Betracht kommenden Fälle. Fig. 4 zeigt eine solche Maschine mit 20 rotierenden Scheiben.

Die Maschinen befinden sich in einem Glasgehäuse; unter diesem wird die Luft durch Schwefelsäure stets trocken gehalten. Die Maschinen laden sich während des Betriebes nicht um; die größeren werden durch einen Motor angetrieben. Eine Influenzmaschine mit 60 rotierenden Scheiben von 30 cm Durchmesser giebt bei 20 Umdrehungen in der Sekunde eine maximale Stromstärke von 0,02 Ampère und eine maximale Spannungsdifferenz von 100000 Volt. Die Stromstärke kann durch Änderung der Tourenzahl nach Belieben variiert werden.

Hochspannungsdynamo. — Als Quelle von konstanter Hochspannung bis zu 3000 Volt wird in neuerer Zeit auch die Hochspannungsdynamomaschine verwendet. Sie wird von Schuckert & Co. in Nürnberg in folgender Ausführung gebaut. Der Anker besitzt 112 Lagen; die Bürsten sind Kohle.

---

[1]) Bezugsquelle O. Leuner in Dresden, Lannerstr.

Der Feldmagnet ist zweipolig; er liegt nicht im Nebenschluß zum Anker, sondern wird mit 200 Volt sondererregt. Für die Sondererregung wird ein eigener Regulierwiderstand mitgeliefert und außerdem ein Ausschalter für den Feldmagnetstrom. Dieser darf nämlich wegen der großen elektromotorischen Kraft des Extrastromes nicht in der gewöhnlichen Weise unterbrochen werden, um nicht ein Durchschlagen der Wickelung zu riskieren.



Fig. 4.

Die Maschine liefert 3000 Volt und 0,1 Ampère maximal. Sie muß mit einem mehrpferdigen Motor mit entsprechender Umdrehungszahl angetrieben werden, beansprucht wenig Raum und Bedienung. Indes liefert sie keine vollkommen konstante Spannung, da ja die Bürsten von dem unter ihnen weggleitenden Kollektor nicht immer dieselbe Anzahl von Ankerlagen zwischen sich fassen. Indessen leistet die Maschine für Demonstrationszwecke vorzügliche Dienste in Vertretung der weniger widerstandsfähigen, teueren Hochspannungsbatterie.

Hochspannungskondensator.[1]) — Ein weiteres Verfahren, den Elektroden eines Gases angenähert konstante hohe Spannung

[1]) Des Coudres, A. Ph. 5, 765, 1901.

zuzuführen, besteht in folgendem. Die Pole eines Kondensators von großer Kapazität werden einerseits mit den Elektroden des Stromgefäßes eventuell unter Zwischenschaltung eines Widerstandes verbunden, andererseits führen sie zu den Klemmen eines Kontaktmachers. Dieser ist mit einem Induktorium oder einem Wechselstromtransformator so verbunden, daß gerade in dem Augenblick Kontakt gemacht wird, in welchem die Spannungsdifferenz der Induktorium- oder Transformatorpole einen Höchstwert von bestimmter Richtung hat, während für die übrige Zeit der Kondensator von den Polen abgeschaltet bleibt. Es wird dann dem Kondensator immer wieder für eine kurze Zeit neue Ladung zugeführt zum Ersatze derjenigen, welche nach dem Stromgefäß hin abgeflossen ist; er verhält sich wie ein Wasserreservoir, aus dem durch eine enge Röhre beständig Wasser abfließt, das aber von Zeit zu Zeit mit einem großen Eimer nachgefüllt wird.

Mit Rücksicht auf die hohe Spannung muß das Dielektrikum des Kondensators dickes Glas sein. Wenn seine Kapazität nicht beträchtlich ist, liefert er nur angenähert eine konstante Spannung; er beansprucht viel Raum und ist mit allem Zubehör teuer. Er kann in der Hauptsache nur für Herstellung sehr hoher Spannungsdifferenzen in Betracht kommen. Man kann nämlich die einzelnen Belege des Kondensators erst in Parallelschaltung laden und dann für Entladung auf Spannung hintereinander schalten.

Induktorium und Wechselstromtransformer. — Das Induktorium ist in zahlreichen Untersuchungen über die elektrische Strömung in Gasen als Stromquelle benützt worden. Es ist zwar die billigste, wegen der Unstetigkeit seiner Spannung aber auch die ungeeignetste Stromquelle für reine und messende Versuche. Seine Verwendung war eine der Ursachen, daß ein wissenschaftliches Eindringen in die elektrischen Erscheinungen in Gasen so lange aufgehalten und so sehr erschwert wurde. Das Induktorium kann nur für qualitative Versuche und für Demonstrationszwecke in Betracht kommen, ferner für solche Zwecke, bei denen es sich lediglich um die Erzeugung einer gewissen Erscheinung handelt, ohne Rücksicht auf den quantitativen und zeitlichen Verlauf, wie bei der Erzeugung von Röntgenstrahlen.

Was für das Induktorium gilt, das gilt in der Hauptsache auch von dem Transformer für hochgespannten Wechselstrom. Es sei erwähnt, daß man einen Transformer für hohe Frequenz [1]) gebaut hat. Dieser läßt sich zum Studium gewisser Nachwirkungen in einem durchströmten Gas verwenden.

2. Hochspannungsleitung, Sicherung, Stromwender.

Hat man von der Quelle der Hochspannung weg eine Leitung zu legen, so hat man für viele Zwecke große Sorgfalt auf gute Isolierung zu verwenden. Als Isolationsmaterial benützt man Paraffin, Siegellack oder Hartgummi in längeren Stücken oder dickeren Schichten oder noch besser Schwefel. Hat man eine Hochspannungsleitung eine längere Strecke an einer Wand entlang zu führen, so verfährt man am besten in folgender Weise. Als Träger benützt man dicke lange Eisennägel, die zur Hälfte in die Wand geschlagen werden. Auf das hervorragende Ende steckt man ein 10 cm langes Glasrohr und kittet es fest, indem man mittels einer untergehaltenen Flamme Siegellack nach dem Nagel fließen läßt. Auf das vordere Ende des Rohres wird dann eine cylindrische dicke Kappe aus Schwefel gesetzt. Um diese herum in eine Rille wird der Leitungsdraht gelegt.

Die Rücksicht auf die persönliche Sicherheit des Experimentators und auf die stromempfindlichen Apparate macht es notwendig, das Eintreten von starkem Dauerstrom zu verhüten. Ein momentaner starker Strom ist zumeist ungefährlich, doch starker Dauerstrom ist lebensgefährlich. Man legt darum zwischen den einen Pol der Stromquelle und die Leitung zur Versuchsanordnung eine Sicherung; als solche benützt man einen sehr dünnen Silber- oder Platindraht. Die Dicke soll, abgesehen von besonderen Fällen, so klein sein, daß der Draht bei 0,05 Ampère durchschmilzt. Um ein Stehenbleiben des Lichtbogens zu verhüten, soll der Draht nicht unter 10 cm lang sein.

Für Hochspannung dürfen nicht die Ausschalter und Stromwender für Niederspannung verwendet werden. Als Strom-

---

[1]) Ebert, W. A. **65**, 761, 1898; **67**, 610, 1899.

wender benützt man Paraffinkommutatoren[1]) von der Art der Figur 5. In einen Holztrog von 30 cm Länge, 18 cm Breite ist ein Paraffinguß eingelassen. In diesem sind 6 Quecksilbernäpfe angebracht; zu diesen führen durch Hartgummi isoliert 6 Zuleitungsklemmen auf den 2 Längsseiten; die Näpfe in den Ecken sind in der bekannten Weise durch Drähte innerhalb des Paraffins diagonal miteinander verbunden. Der Umschaltbügel hat einen Griff aus Hartgummi. Der Stromwender kann gleichzeitig als Ausschalter dienen, indem der Umschaltbügel aus den Quecksilbernäpfen gehoben und zur Seite gestellt wird.

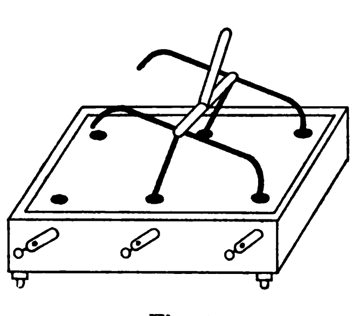


Fig. 5.

3. Widerstände.

Für Hochspannungszwecke benötigt man große Widerstände. Hierzu benutzt man heutzutage allgemein eine ziemlich konzentrierte Lösung von Jodkadmium in Amylalkohol.[2]) Als Elektrode dient hierbei amalgamiertes Kadmium oder Kadmiumamalgam.



Fig. 6.

Für die meisten Zwecke reichen drei Gruppen von Jodkadmiumwiderständen aus. Die erste besteht aus einer oder mehreren Jodkadmiumröhren mit großem Querschnitt, also kleinem Widerstand und mit veränderlicher Länge. Man richtet sie zweckmäßig in der aus der Fig. 6 ersichtlichen Weise ein. Die Röhre ist 2—4 cm weit, in ihrem unteren verengten Teil befindet sich als eine Elektrode Kadmiumamalgam, auf diesem sitzt die Jodkadmiumamylalkoholsäule, in diese taucht eine amalgamierte Jodkadmiumelektrode, deren Stiel sitzt in einem Verschlußkorke und ist durch diesen verschiebbar.

Außerdem benötigt man Widerstände mittlerer Größe. Es ist zweckmäßig, deren Länge nicht veränderlich zu machen,

[1]) Bezugsquelle Mechaniker Böhner in Erlangen.

[2]) Hittorf, W. A. 7, 553, 1879.

sondern fest zu lassen; dafür aber benützt man mehrere Widerstandsröhren und schaltet sie nach Bedarf neben- oder hintereinander. Man benützt hierzu Glasröhren von 0,5—1 cm Durchmesser und biegt sie U-förmig. Ein jeder Schenkel kann 60 cm lang sein; oben taucht in einen jeden durch einen Verschlußkork ein dicker amalgamierter Kadmiumdraht. Vier gleiche solche Röhren werden nebeneinander gestellt, ihre Elektroden seien a_1, a_2, a_3, a_4 bez. b_1, b_2, b_3, b_4. Diese werden in der aus der Fig. 7 ersichtlichen Weise mit den Klemmen eines Paraffinumschalters (Paraffinguß mit Quecksilbernäpfen in Holztrog mit seitlichen in Hartgummi gefaßten Metallklemmen) verbunden. Die Röhren können dann durch Metallbügel beliebig neben und hintereinander geschaltet werden.

Fig. 7.

Drittens benötigt man sehr große variable Widerstände. Diese richtet man sich in folgender Weise ein. Als Widerstandsflüssigkeit benützt man wieder Jodkadmiumamylalkohol, als Röhre eine etwa 3 mm weite, 60 cm lange dickwandige Glasröhre. Diese ist oben erweitert. In die Erweiterung taucht, gehalten von einem Kork, als Elektrode ein Kadmiumdraht. Die Röhre ist durch einen sie haltenden Kork hindurch in eine zweite weitere mit Kadmiumamalgam gefüllte Röhre getaucht. Durch Verschieben der engeren Röhre kann die in ihr stehende Jodkadmiumamylalkoholsäule beliebig verlängert oder verkürzt werden. Man hält sich zwei solcher Widerstände zur Parallel- oder Reihenschaltung zur Verfügung.

4. Messung der Spannung.

Bei der Untersuchung der elektrischen Erscheinungen in Gasen ist häufig die Aufgabe zu lösen, an einer Stelle des elektrisch durchströmten Gases den Wert der Spannung zu bestimmen. Dies geschieht dadurch, daß man an die betreffende Stelle das unbedeckte Ende einer metallischen Sonde oder die Öffnung eines Tropfkollektors[1]) oder auch eine kleine Flamme bringt und dann Sonde, Kollektor oder Flamme mit einem geeigneten

---

[1]) Warburg, A. Ph. 2, 296, 1900; Lehmann, A. Ph. 6, 665, 1901.

Elektrometer verbindet. Es darf indes durch die Einführung der Sonde, des Kollektors oder der Flamme an der betreffenden Stelle die elektrische Strömung nur wenig gestört werden; sonst zeigt das Elektrometer einen ganz anderen Spannungswert, als derjenige vor der Störung war. Eine Sonde ist ferner nur dann anwendbar, wenn an der betreffenden Stelle die Ionisation des Gases nicht zu klein ist, dieses also wie ein Leiter, nicht wie ein Dielektrikum sich verhält. Der Tropfkollektor ist dagegen auch im letzteren Falle anwendbar.



Fig. 8.



Fig. 9.

Das Quadrantelektrometer[1]) kann zur Messung großer wie kleiner Spannungsdifferenzen benützt werden, je nachdem man in den bekannten Arten seine Schaltung oder Empfindlichkeit verändert.

In dem Intervall von 50—1300 Volt leistet gute Dienste das multicellulare Kelvin'sche Elektrometer[2]) mit Zeigerablesung Fig. 8 (Meßbereiche verschied. Instr. 50—100, 70—130, 100—240, 300—600, 600—1300 Volt).

---

[1]) F. Kohlrausch, Lehrbuch d. prakt. Physik (9) S. 512, 1901.
[2]) Bezugsquelle James White in Glasgow.

Für Spannungen über 400 Volt verwendet man in der Regel die Braun'schen Elektrometer[1]) sowohl für Demonstration wie für Messung. Diese werden für verschiedene Meßbereiche 0—1500, 0—3500, 0—10000 Volt mit der Empfindlichkeit von 100, 150 bez. 500 Volt für 1 Skalenteil geliefert. In der Fig. 9 ist die vordere und hintere Zinkschutzplatte weggelassen. Es ist notwendig, ein Braun'sches Elektrometer von Zeit zu Zeit neu zu aichen.

Für gewisse Messungen ist das Exner'sche Elektroskop[2]) geeignet, dessen Form die Fig. 10 zeigt. Für elektrische Zerstreuungsbeobachtungen in atmosphärischer Luft ist es von J. Elster und H. Geitel[3]) in geeigneter Weise abgeändert worden. Es zeigt von 50—200 Volt.

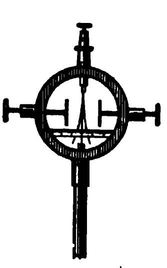


Fig. 10.

Was die absolute Messung von Spannungen betrifft, so sei auf F. Kohlrausch, Lehrbuch d. prakt. Physik (9) S. 517, 1901 verwiesen. Kurz erwähnt seien noch folgende Elektrometer. Das Righi'sche Spiegelelektrometer[4]) kann von 3000—25000 Volt benutzt werden. Das statische Voltmeter von Siemens & Halske (Fig. 11) wird für die Meßbereiche 1000—5000, 1500—7500, 2000—10000, 4000—20000, 6000—30000 Volt gebaut, dasjenige der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft in Berlin von 8000—25000, 10000—40000 Volt. Beide Instrumente sind mit Kondensatoren verbunden und besitzen Zeigerablesung. Das Plattenvoltmeter von Edelmann[5]) mit Spiegelablesung reicht bis 10000 Volt.

Zur Messung sehr großer Spannungsdifferenzen (über 10000 Volt) kann man sich einer Funkenstrecke[6]) bedienen, die

[1]) Braun, W. A. 31, 856, 1881; 44, 771, 1891; Bezugsquelle E. Albrecht in Tübingen.

[2]) Exner, W. B. 95 II, 1088, 1887; Bezugsquelle Müller-Uri in Braunschweig.

[3]) Elster u. Geitel, A. Ph. 2, 427, 1900. Bezugsquelle O. Günther in Braunschweig.

[4]) Quincke, W. A. 19, 564, 1883; Heydweiller, Zeitschr. f. Instrumente 1892, 377.

[5]) Hoffmann u. Ebert, Zeitschr. f. Instrum. 18, 1, 1898.

[6]) F. Kohlrausch, Lehrbuch d. prakt. Physik (9) S. 519, 1901.

parallel zu dem Stromgefäß gelegt ist. Einer jeden Länge derselben in einem bestimmten Gas bei bestimmten Dimensionen der Polkugeln kommt nämlich eine gewisse bis auf mehrere Prozent genau bestimmbare Spannungsdifferenz zu, bei welcher zwischen den Polkugeln die Entladung in Form eines Funkens erfolgt. Durch geeignete Mittel ist hierbei der Entladeverzug zu beseitigen (vergl. unten Entladeverzug).

Zur Messung von Spannungsdifferenzen, die unter 300 Volt liegen, kann man sich auch des Kondensators[1]) zusammen mit einem ballistischen Galvanometer bedienen. Man ladet erst den



Fig. 11.

Kondensator durch metallische Verbindung mit den Punkten verschiedener Spannung, schaltet ihn darauf ab und entladet ihn durch das Galvanometer.

Bei stationärem Strom kann man die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden eines durchströmten Gases mit Hilfe eines Deprezinstrumentes bestimmen. Im Interesse geringen Stromverbrauches muß indessen die Empfindlichkeit und damit zur Messung hoher Spannungen auch der Vorschaltwiderstand (mehrere Megohm) groß sein.

---

[1]) Hittorf, W. A. 20, 712, 1883; Stark, A. Ph. 3, 227, 1900.

5. Messung der Stromstärke.

Die Stärke eines elektrischen Stromes durch ein Gas liegt in der Regel weit unter 1 Ampère, nur im Lichtbogen ist der Strom stärker. Es kommen bei der Strömung durch Gase 4 Intervalle von Stromstärke in Betracht.

Stromstärken von $1-1\cdot10^{-4}$ Ampère, Milliampère $=1\cdot10^{-3}$ Ampère, mißt man mit gewöhnlichen Milliampère- oder heterostatischen Voltmetern von entsprechender Empfindlichkeit. Der innere Widerstand kommt neben dem Widerstand des durchströmten Gases nicht in Betracht.

Stromstärken von $1\cdot10^{-2}-1\cdot10^{-6}$ Ampère, Mikroampère $=1\cdot10^{-6}$ Ampère, mißt man ebenfalls mit Instrumenten, welche Zeigerablesung besitzen. Es sind dies Deprezinstrumente[1]) mit zahlreichen Spulenwindungen; um ihre Empfindlichkeit erniedrigen und größere Stromstärken messen zu können, legt man sie zu einem Stöpselrheostaten in Nebenschluß.

Stromstärken von $1\cdot10^{-6}-1\cdot10^{-11}$ Ampère mißt man mit Galvanometern. Um deren Empfindlichkeit nach Bedarf erniedrigen zu können, legt man sie in Nebenschluß zu einem Stöpselrheostaten; es ist dann unter Umständen mit Rücksicht auf Thermoströme notwendig, mittels eines Stromwenders das Galvanometer nach rechts und links zum Ausschlag zu bringen. Die Deprezgalvanometer von Siemens & Halske und von Edelmann erreichen eine Empfindlichkeit von $8{,}5\cdot10^{-10}$ bez. $5\cdot10^{-10}$ Ampère (1 mm Ausschlag bei 1 m Skalenabstand). Noch kleinere Stromstärken bis zu $1\cdot10^{-11}$ Ampère lassen sich mit Galvanometern mit astatischem Nadelpaar und Quarzfadenaufhängung messen. Soweit man nicht genötigt ist, ein Nadelgalvanometer heranzuziehen, benützt man Deprezgalvanometer, da diese vor allem gegen magnetische Störungen viel weniger empfindlich sind.

Stromstärken von $1\cdot10^{-10}$ Ampère abwärts bestimmt man mit Hilfe des Elektrometers. Man beobachtet die Zu- oder

---

[1]) Mikroampèremeter von Siemens & Halske in Berlin, 150 Teilstriche, 1 Teilstrich $=1\cdot10^{-6}$ oder $3\cdot10^{-7}$ Ampère, Spule an Faden, Mikroampèrem. von Edelmann in München, 1 Teilstrich $=1\cdot10^{-7}$ Ampère, Spule an Faden, Mikroampèrem. von Reiniger & Co. in München-Laim, 200 Teilstriche, 1 Teilstrich $=5\cdot10^{-6}$ Ampère, Spule zwischen Federn. Mikroampèrem. von Keiser & Schmidt in Berlin.

Abnahme des Elektrometerausschlages in einer gewissen Zeit, berechnet daraus die Veränderung der Spannung in der Zeiteinheit, also die Größe $\frac{dV}{dt}$. Ist die Kapazität C des Systems konstant, so ist die Stromstärke $i = C.\frac{dV}{dt}$.

6. Pumpen.

Die elektrischen Erscheinungen in Gasen sind besonders mannigfaltig und eigenartig bei niedrigen Gasdrucken. Zur Verdünnung eines Gases giebt es eine Reihe von Pumpen.

Die Kolben- und die Geissler'sche Hahnluftpumpe werden heutzutage nur mehr wenig verwendet. Für wissenschaftliche Zwecke kommen auch nur selten die automatischen Luftpumpen in Betracht. Diese sind nach der Art der Sprengel'schen Quecksilberstrahl- oder der Töpler-Hagen-Pumpe konstruiert, sie werden durch eine Wasserstahlpumpe oder durch einen Motor in dauerndem Gang erhalten. Für wissenschaftliche Zwecke reichen vollkommen aus die Quecksilberstrahl- und die Töpler-Hagen-Pumpe. Die erstere ist heutzutage zumeist für automatischen Betrieb nach verschiedenen Konstruktionen eingerichtet. Sie bietet den Vorteil einer stetig fortschreitenden Luftverdünnung.

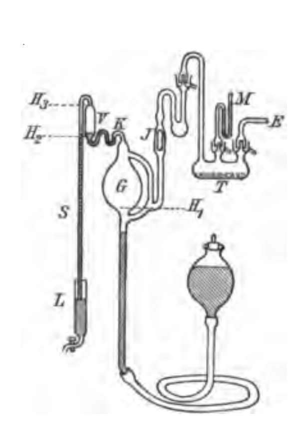


Fig. 12.

Noch mehr ist die Töpler-Hagen-Pumpe heutzutage allgemein in Gebrauch. Sie gestattet hohe Verdünnungen herzustellen, ist einfach zu bedienen, leicht zu reinigen und in guter Funktion zu erhalten. Sie läßt sich zudem gleichzeitig zur Druckmessung benutzen. In Fig. 12 ist ein Schema der Pumpe gegeben. G ist das Pumpgefäß, V das Vorvakuum, K die Verbindungskapillare zwischen beiden, S das Steigrohr, J das Verschlußventil, T die Trockenröhre mit Manometer M und Evakuationsrohr E, L die Quecksilbervorlage.

Für wissenschaftliche Zwecke soll eine gute Töpler-Hagen-Pumpe folgende Eigenschaften haben und in folgender Weise bedient werden. Für Erzielung schnell fortschreitender Verdünnung ist ein großes Pumpgefäß erwünscht, ebenso im Interesse einer genauen Druckbestimmung nach der Kompressionsmethode. Etwa 1000 cm^3 Inhalt sind für das Pumpgefäß ausreichend, 30 cm^3 für das Vorvakuum. Der Durchmesser des Steigrohres soll klein sein, der Inhalt von 1 mm seiner Länge betrage nicht über 0,0025 cm^3. Ist das zu evakuierende Gefäß klein, so schreitet die Verdünnung in großen Intervallen fort; wünscht man kleine Intervalle in diesem Falle, so schmelze man an das Evakuationsrohr noch ein größeres Gefäß neben das evakuierende.

Die Verbindungskapillare, das Vorvakuum und das Steigrohr dürfen auf ihrer inneren Seite nirgends einen scharfen Einsprung haben, in dem beim Vordringen des Quecksilbers Gas zurückbleiben könnte. Sonst ist die Herstellung hoher Vakua unmöglich. Staubkörner müssen aus diesen Teilen der Pumpe unbedingt entfernt werden.

Der Aufzug für den Quecksilberbehälter, welcher durch einen Gummischlauch der Pumpe Quecksilber zuzuführen gestattet, soll nicht an dem Gestell der Pumpe selbst sich befinden, sondern, um gefährliche Erschütterungen zu verhüten, soll er an einem eigenen Gestell angebracht sein.

Allgemein für jede Pumpe hat man noch folgendes zu beachten. Das Quecksilber soll unbedingt rein sein und rein gehalten werden. Man reinigt[1]) es in der bekannten Weise, indem man es durch Leder hindurch filtriert und in kleinen Tröpfchen durch eine lange Säule von verdünnter Salpetersäure fallen läßt. Eventuell destilliert man es.

Pumpe, Trockengefäß, Manometer und Evakuationsrohr sind in der Regel durch Schliffe aneinander gefügt. Um gut zu dichten, fettet (Kohlrausch a. a. O. S. 37) man diese gewöhnlich ein, das gleiche geschieht bei Hähnen. Indes giebt das Fett in ein hohes Vakuum Dämpfe ab; diese verunreinigen einmal das verdünnte Gas, zweitens machen sie eine Erniedrigung des Druckes unter den Dampfdruck des

---

[1]) F. Kohlrausch, Lehrbuch d. prakt. Physik (9) 29, 1901.

Fettes unmöglich. Wo man diese Nachteile vermeiden muß, darf man darum keine Fettdichtung anwenden. Zu diesem Zweck wendet man lediglich Quecksilberdichtung an bei sehr guten Schliffen. Sind die Schliffe weniger gut, so dichtet man in folgender Weise. Man bestreicht die äußere zugängliche Grenzlinie der zwei Schliffflächen mit Wasserglas und bestreicht dieses wieder nach dem Eintrocknen mit Wachs oder man läßt guten roten Siegellack auf die Grenzlinie der zwei Schliffe tropfen und gut verfließen.

Die bei Luftpumpen zur Fortleitung des Quecksilbers zur Verwendung kommenden Gummischläuche müssen schwefelfrei sein. Sonst bildet sich Schwefelquecksilber und setzt sich störend in der Pumpe an. Man entfernt eventuell den Schwefel aus den Gummischläuchen durch Auskochen derselben mit Kali- oder Natronlauge.

Für Erzielung hoher Vakua und im Interesse genauer Druckmessungen nach der Kompressionsmethode ist Trockenhaltung der Pumpe unbedingt geboten. Das Trockengefäß soll zu diesem Zwecke reichlich Phosphorsäureanhydrid enthalten. Dieses soll über eine große Fläche ausgebreitet sein; zu diesem Zweck verteilt man es durch Neigen und Schütteln so, daß auch an die Seitenwände des Gefäßes Anhydrid sich ansetzt. Füllt man die Pumpe und die mit ihr kommunizierenden Gefäße nicht von vornherein mit trockenem Gas, so soll man nach Aufsetzen des zu evakuierenden Gefäßes nicht sofort mit dem Pumpen beginnen, sondern das Gas in der Pumpe mindestens 24 Stunden über dem frischen Anhydrid stehen lassen. Ein nicht von vornherein innerlich trockenes Gefäß soll man selbst dann noch sehr langsam auspumpen, um dem zum Pumpgefäß strömenden Gas Zeit zur Abgabe seiner Feuchtigkeit in den Trockenröhren zu geben. Langsames Pumpen ist auch deswegen erwünscht, weil durch eine rasche Gasströmung leicht Anhydridteilchen mit in das Pumpgefäß fortgerissen werden und dann das Quecksilber verunreinigen. Aus dem gleichen Grund läßt man in die evakuierte Pumpe ein Gas nur langsam einströmen.

Damit sich ein hohes Vakuum dauernd hält, hat man die Nachentwickelung von Gasen nach dem Abschmelzen des Stromgefäßes zu verhüten, indem man diese Entwickelung schon

während der Evakuation sich vollziehen läßt. Von den Glaswänden werden nämlich adsorbierte Gase und Dämpfe allmählich frei und ebenso aus den Metallelektroden. Diese Gasentwickelung beschleunigt man, indem man das zu evakuierende Gefäß in einem Eisen-Asbestofen oder durch eine herumgelegte stromdurchflossene Drahtspirale längere Zeit erhitzt und gleichzeitig zwischen den Metallelektroden durch das Gas einen zulässig starken Strom übergehen läßt.

Der Evakuation durch eine Quecksilberpumpe ist durch den Dampfdruck des Quecksilbers eine Grenze gesetzt. Dieser beträgt bei 20° 0,001 mm. Sowie einmal der Gasdruck soweit gesunken ist, hat es offenbar keinen Sinn mehr, die Pumpe weiter arbeiten zu lassen, sondern man schmilzt dann das zu evakuierende Gefäß von der Pumpe ab. Von einem absoluten Vakuum ist man bei 0,001 mm Druck noch sehr weit entfernt. Bei 760 mm Druck und 0° ist die Zahl der Gasmoleküle in 1 cm^3 ungefähr $2{,}4 \cdot 10^{19}$ bei 0,001 mm ist sie darum immer noch $3{,}1 \cdot 10^{13}$.

Unter 0,001 mm kann man die Verdünnung in einem von der Pumpe abgeschmolzenen Gefäß auf folgende Weise erniedrigen. Wie weiter unten näher ausgeführt ist, wird durch eine besondere Wirkung der elektrischen Strömung in einem abgeschlossenen Gas die Zahl der im Gasraum vorhandenen Teilchen vermindert. Von dieser Erscheinung macht man zu jenem Zwecke in der Weise Gebrauch, daß man durch das bereits verdünnte Gas längere Zeit einen elektrischen Strom sendet. Doch soll dieser nur immer in *einer* Richtung gehen und nicht stärker sein als vor dem Abschmelzen des Gefäßes, da sonst durch Erwärmung wieder Gasentwickelung aus den Elektroden statthat. Diese Gasentwickelung kann umgekehrt dazu benützt werden, um ein gegen Absicht zu hoch gewordenes Vakuum wieder zu verschlechtern. Hiervon macht man bei Röntgenröhren Gebrauch. Deren Vakuum steigt nämlich beim Gebrauch allmählich infolge der evakuierenden Wirkung der elektrischen Strömung.

7. Messung des Druckes.

Drucke zwischen 760 und 10 mm mißt man in der bekannten Weise mit dem Quecksilberschenkelmanometer. Unter Zu-

hilfenahme mikroskopischer Ablesung kann man das Schenkelmanometer auch bis zu 1 mm herab benützen. Indes erhält man von 10 mm an abwärts genaue Messungen nur mit Hilfe der Kompressionsmethode.

Häufig sind sehr kleine Gasdrucke zu messen. Dies geschieht mittels der *Kompressionsmethode* nach folgendem Prinzip. Das Gas eines größeren Volumens v_g mit dem unbekannten kleinen Druck p_k wird auf ein kleines Volumens v_k komprimiert; dadurch steigt der Druck bis zu der aus einer Quecksilberniveaudifferenz bestimmbaren Größe p_g, gemäß der Gleichung $v_g \cdot p_k = v_k \cdot p_g$. Sind die Volumina bekannt, so läßt sich p_k berechnen. Auf diesem Prinzip beruht die Konstruktion des sogenannten Mac Leod'schen Manometers (Fig. 13). Die Röhre R steht mit dem Gasraum, dessen Druck bestimmt werden soll, in Verbindung. Durch Heben des Gefäßes G wird zunächst V von jenem Gasraum abgeschlossen; durch weiteres Heben wird das Gas komprimiert in die enge Röhre E oder noch weiter in die Kapillare K. Aus dem Niveauunterschiede des Quecksilbers in E bez. K und in R und aus dem Anfangsvolumen v_g $(V + E + K)$ und Endvolumen v_k $(E + K$ bez. $K)$ läßt sich dann p_k berechnen. Das Rohr E ist für kleine, die Kapillare K für sehr kleine Drucke bestimmt.

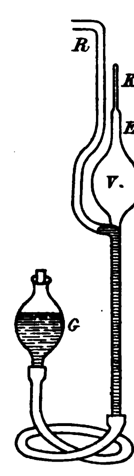


Fig. 13.

Wie bereits erwähnt, läßt sich eine Töpler-Hagen-Pumpe auch als Mac Leod'sches Manometer benützen. Man läßt das Quecksilber erst bis zur Höhe H_1 (siehe Fig. 12) steigen und bestimmt dann kathetometrisch den Niveauunterschied h_1 zwischen dem Quecksilber im Steigrohre und außerhalb in der Vorlage L. Dann läßt man das Quecksilber bis H_2 steigen und bestimmt ebenfalls wieder am Steigrohr den Druck h_2. Ist h_2 nicht beträchtlich kleiner geworden als h_1, so läßt man das Quecksilber weiter bis H_3 steigen und bestimmt das zugehörige h_3. Kennt man durch Kalibrierung das Volumen v_1 zwischen H_1 und H_2, ferner dasjenige v_2 zwischen H_2 und H_3 und endlich den Inhalt ∂ von 1 mm des Steigrohres, so läßt sich der unbe-

kannte Druck p_k nach einer der zwei nachstehenden Gleichungen berechnen (l = Länge des nicht mit Quecksilber erfüllten Teiles des Steigrohres):

$$(v_1 + v_2 + l_1 \cdot \partial) \cdot p_k = (v_2 + l_2 \cdot \partial) \cdot (p_k + h_1 - h_2),$$
$$(v_1 + v_2 + l_1 \cdot \partial) \cdot p_k = l_3 \cdot \partial \cdot (h_1 - h_3).$$

Die erste Gleichung dient zur Bestimmung größerer Drucke, die zweite zur Ermittelung kleiner Drucke.

Zur praktischen Anwendung der Kompressionsmethode ist noch folgendes zu bemerken. Damit sie genaue Resultate liefert, darf in dem Gasraum nicht ein Dampf vorhanden sein, der sich schon bei höheren Drucken infolge von Kompression kondensiert. Man muß daher den Gasraum mit Peinlichkeit trocken halten und darf bei Gegenwart von Fett im Vakuum bei sehr kleinem Druck keine Messung mehr ausführen. Ferner darf man sich über die Leistungsfähigkeit der Methode keiner Illusion hingeben; unterhalb von 0,01 mm liefert sie keine genauen Werte mehr. Denn bei 20° beträgt der Dampfdruck des Quecksilbers bereits 0,001 mm, also 10 % von dem Druck 0,01 mm des Gemisches von Gas und Quecksilberdampf. Bei der Kompression steigt dann nur der Druck des Gases, nicht derjenige des Quecksilbers. Sind die komprimierten Gasmengen klein, so wird das Resultat zudem durch die Gasadsorption an den Glaswänden gefälscht.

Auf eine andere Methode sehr kleine Drucke zu bestimmen, sei zum Schlusse lediglich hingewiesen. Der Kathodenfall (siehe Kathodenfall) ist durch eine einfache Gleichung mit dem Gasdruck verbunden. Sind deren Konstanten einmal bestimmt, so kann aus dem gemessenen Kathodenfall oder auch der Elektrodenspannung und der Stromstärke der Druck berechnet werden.

8. Stromgefäße.

Vielfach hat man durchströmte Gase in Gefäße einzuschließen, so z. B. die verdünnten Gase; man verwendet hierzu in der Regel Glasgefäße der verschiedensten Form.

Als Elektroden benützt man zumeist Drähte oder Scheiben. Drahtstifte sind vor allem für die Kathode vorzuziehen, weil

sie eine symmetrische gleichmäßige Entwickelung des negativen Glimmlichtes gestatten. Verwendet man Scheibenelektroden, so thut man gut, die Rückseite mit Glas oder Glimmer zu bedecken, weil sonst durch die Beteiligung oder Nichtbeteiligung derselben an der Strömung leicht die Erscheinungen sekundär verwickelt werden.

Soweit nicht die Art des Elektrodenmetalles durch bestimmte Absichten vorgeschrieben ist, macht man die Elektroden aus Aluminium, Magnesium oder Zink, weil diese Metalle wenig zerstäuben. Infolge von Verunreinigungen (Alkalien, Kohle) läßt freilich das Aluminium als Kathode bei höheren Drucken vielfach keine ruhige und stationäre Verteilung des negativen Glimmlichtes zu.

Wird das Stromgefäß erhitzt oder soll die Kathode auf starken Strom beansprucht werden, so müssen die Elektroden in das Glas eingeschmolzen werden. Hierzu wird in das in der Regel stiftförmige Ende der Kathode axial ein Loch gebohrt, in dieses ein dünner Platindraht gesteckt und dann festgeschweißt oder festgehämmert. Der Platindraht wird dann unter Vermittelung von Einschmelzglas eingeschmolzen. In vielen anderen Fällen genügt es indes, die Elektroden mit rotem Siegellack in einem Röhrchen und dieses dann in einem engen Ansatzrohr des Stromgefäßes festzukitten. Hierbei hat man, um gutes Haften zu erzielen, Metall und Glas anzuwärmen, bevor man es mit Siegellack in Berührung bringt.

Hat man die Elektroden mit Platindraht eingeschmolzen, so thut man gut, an das hervorragende Platindrahtende einen kurzen biegsamen Kupferdraht anzulöten und dann jenes rings ganz in Siegellack einzuhüllen. Dadurch wird zwei Möglichkeiten vorgebeugt. Einmal kann der Platindraht nicht glatt am Glas abbrechen, zweitens verhütet das Siegellack ein Undichtwerden für den Fall, daß das Glas an der Einschmelzstelle einen kleinen Sprung bekommt.

Unter Umständen will man im Innern einer evakuierten Röhre einen Teil beweglich machen. In manchen Fällen genügt es, den betreffenden Gegenstand mit einem Stückchen Eisen zu verbinden und ihn nach Wunsch durch einen von außen genäherten Magneten zu verschieben. Genaue und schnelle Einstellungen sind indes hierbei nicht möglich. Diese erhält man

mit folgender Methode.[1]) Man stellt die Röhre vertikal (Fig. 14) und läßt sie in das genügend weite Barometerrohr *B* auslaufen. Dieses taucht in den Quecksilberbehälter *G*. Durch *G* hindurch führt von unten die luftdicht abgeschlossene Röhre *H*. Das obere Ende von *H* befindet sich in der Stromröhre, an ihm ist der Gegenstand befestigt, welcher im Vakuum verschoben werden soll, beispielsweise eine Elektrode oder eine Sonde oder wie in der Figur zwei Sonden. Die Zuleitungen S_1 und S_2 sind durch das Rohr *H* hindurchgeführt. An dem unteren Ende von *H* ist ein Zeiger *Z* befestigt. Dieser gleitet an dem Maßstab *M* entlang.

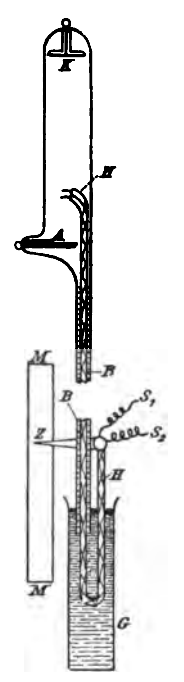


Fig. 14.

9. Herstellung und Reinigung der Gase.

Es hat sich gezeigt, daß die elektrischen Erscheinungen in einem Gase oft beträchtlich durch kleine Verunreinigungen beeinflußt werden. Andererseits freilich steht fest, daß sich sämtliche Gase elektrisch qualitativ gleich verhalten. Soweit es sich darum um Demonstration oder um das Studium allgemeiner Eigenschaften handelt, kann man mit Gasgemischen arbeiten. Dagegen hat es nur für reine Gase Sinn, charakteristische Konstanten zu ermitteln. Für diesen Zweck hat man darum auf höchst mögliche Reinheit peinliche Sorgfalt zu verwenden. Dies geschieht in dreierlei Weise, erstens indem man ein möglichst reines Gas entwickelt, zweitens indem man es auf seinem Weg zum Stromgefäße so gut wie möglich von Verunreinigungen befreit, drittens indem man innerhalb des Stromgefäßes Verunreinigungen beseitigt oder fernhält.

Im allgemeinen kann ein Gas auf verschiedene Weise hergestellt werden. Welche Verfahren für den vorliegenden Zweck am geeignetsten sind, steht noch nicht fest. Bemerkt sei nur folgendes. Stickstoff stellt man nicht aus atmosphärischer Luft

[1]) Wood, W. A. **59**, 238, 1896; Graham, W. A. **64**, 49, 1898; Ebert, W. A. **69**, 372, 1899; H. A. Wilson, Ph. M. (5) **49**, 505, 1900.

her durch Entziehung des Sauerstoffes mittels Phosphor; Sauerstoff und auch Wasserstoff dürfte man am reinsten elektrolytisch gewinnen.

Auf dem Wege von dem Entwickelungsapparat zum Stromgefäß hat man ein Gas in der Regel zu trocknen und von Sauerstoff zu befreien. Man trocknet ein Gas, indem man es zuerst durch konzentrierte Schwefelsäure hindurch und dann durch eine lange enge, womöglich auf der ganzen Innenseite mit Phosphorsäureanhydrid bedeckte Röhre leitet. Den Sauerstoff nimmt man ihm, indem man es durch Pyrogallussäure perlen läßt oder es über glühende Kupferspähne leitet, die zuvor in Wasserstoff ausgeglüht waren.

Um Verunreinigungen in dem Stromgefäße zu beseitigen, hat man folgendes zu thun. Man vermeidet jeden Fettschliff. Vor dem Ansetzen des Stromgefäßes an die Pumpe spült man es gut mit Alkohol und dann mit Äther. Nach dem Ansetzen pumpt man das Gefäß erst leer. Dann beseitigt man den noch vorhandenen Sauerstoff in der von Warburg[1]) beschriebenen Weise durch nascierendes Natrium. Dann läßt man längere Zeit das Gefäß unter Vakuum stehen, damit die noch vorhandene Feuchtigkeit durch Phosphorsäureanhydrid gebunden wird. Außer dem unmittelbar vor der Pumpe liegenden Trockengefäß schaltet man nämlich noch unmittelbar vor das Stromgefäß eine Trockenröhre. Nach Umlauf jener Wartezeit läßt man durch das Gefäß längere Zeit einen zulässig starken Strom gehen, damit okkludierte Gase aus den Elektroden getrieben werden. Darauf läßt man reines Gas in das Gefäß und die Pumpe treten und evakuiert wieder, indem man gleichzeitig, soweit es möglich ist, einen elektrischen Strom durch das Gefäß sendet. Dann füllt man von neuem Gas ein, verdünnt wieder und kann dann mit den Messungen beginnen, nachdem noch einmal Natrium entwickelt wurde.

Quecksilber hält man von dem Stromgefäß fern, indem man zwischen dasselbe und die Pumpe eine enge Röhre mit Schwefelpulver einschaltet; diese legt man zur Abhaltung von Schwefeldämpfen wieder zwischen zwei mit Kupferspähnen gefüllte Röhren. Von der Pumpe zum Stromgefäß folgen dem-

[1]) Warburg, W. A. 40, 1, 1890.

nach folgende Reinigungsröhren aufeinander: Gefäß mit Anhydrid zur Trockenhaltung der Pumpe, Röhre mit Kupferspähnen, Röhre mit Schwefel, Röhre mit Kupfer, Röhre mit Anhydrid. Zwischen das erste Trockengefäß und die erste Röhre mit Kupfer ist an die Glasleitung ein unten in Quecksilber tauchendes Rohr von genügender Länge angeschmolzen; durch dieses wird von außen das gereinigte Gas eingeführt.

Zweites Kapitel.

Elektronen- und Ionenhypothese.

1. Allgemeines und Geschichtliches.

Damit wir bei der experimentellen Forschung nicht planlos herumtasten und uns nicht in belanglose Einzelheiten und sekundäre Erscheinungen verlieren, benötigen wir theoretische Gesichtspunkte, die uns ein bestimmtes Ziel und die Wegrichtung sehen lassen. Ausgehend von einem allgemeinen Grundgedanken müssen wir ferner unter Benützung mathematischer Hilfsmittel nach einer Theorie streben, welche die Beziehungen der einzelnen Erscheinungen aufzudecken gestattet, diese systematisch ordnet, Lücken in dem System erkennen und neue Erscheinungen vorhersagen läßt. *Die Hypothese und die Theorie hat keinen Wert an sich, sie ist nur ein Mittel zum Zweck der experimentellen Erforschung der wirklichen Erscheinungen*; diejenige verdient den Vorzug vor anderen, welche systematisch und heuristisch am meisten leistet.

Wir stehen gegenwärtig in der dritten großen Epoche der elektrischen Hypothesen und Theorien. Die erste ist durch den Namen Wilhelm Weber gekennzeichnet. Die alte *Fluidumstheorie* nimmt die Elektrizität als ein primär existierendes Etwas an, unterscheidet zwischen einem positiven und einem negativen Elektrizitätsstoff, schreibt diesem Teilbarkeit zu und spricht bereits von diskreten *Elektrizitätsteilchen.* In dem primär gegebenen Elektrizitätsteilchen sieht sie den Sitz und den Ausgangspunkt von Kräften. Diese läßt sie von Teilchen zu Teilchen unvermittelt durch den leeren Raum hindurch mit unendlich großer Geschwindigkeit wirken.

Wo die Schwäche der ersten Epoche der elektrischen Theorie lag, da liegt die Stärke der *zweiten Epoche*, die ihr Gepräge durch Maxwell und Hertz erhielt. Diese läßt an die Stelle der unvermittelten Fernwirkung die durch den Äther vermittelte Wirkung treten; Faradays Intuition der von positiver zu negativer Ladung, von Süd- zu Nordpol laufenden Kraftlinien wird in die Sprache der Mathematik übersetzt. Die Erklärung der elektromagnetischen Erscheinungen wird nicht mehr in den Elektrizitätsteilchen, sondern in dem *Zwischenmedium*, dem *Äther*, gesucht; es entsteht die Theorie der elektromagnetischen Schwingungen im reinen Äther.

Die *dritte Epoche* der elektrischen Theorie, in deren Anfang wir gegenwärtig leben, stellt eine Versöhnung der beiden vorausgehenden dar. Die Fluidumstheorie war einseitig, indem sie über dem Elektrizitätsteilchen den Äther vernachlässigte, die elektromagnetische Äthertheorie ist einseitig und unzulänglich, wenn sie über dem Äther das Elektrizitätsteilchen nicht berücksichtigt. Wir wollen den zwei Seiten gerecht werden und von einer jeden das Brauchbare nehmen. Wir führen darum wiederum als *etwas primär Gegebenes das einzelne Elektrizitätsteilchen* ein, denken es uns in den Äther eingebettet und mit ihm verknüpft, umgeben es in diesem mit dem *elektromagnetischen Kraft- oder Energiefeld.* So gewinnen wir eine geschlossene und fruchtbare theoretische Erkenntnis der materiellen Welt, in der wir leben und arbeiten, der Erscheinungen, in denen die durch das elektrische oder das chemische Teilchen dargestellte Permanenz im reinen Äther eine Rolle spielt, und behalten für diesen selbst, den reinen Äther, die elektromagnetische Theorie unverändert bei.

2. Satz von der Erhaltung der Elektrizität.

Seit mehr als einem Jahrhundert hat sich der Satz von *der Erhaltung der Masse* in der Naturwissenschaft eingelebt. Es sind freilich gegen ihn in neuerer Zeit einige Stöße geführt worden, aber ohne daß er erschüttert wurde. Fußend auf dem als Koëfficient der Beschleunigung definierten Begriff und viel erprobten Fundament der Masse hat die Kraft eine absolute Herrschaft in der Physik sich angemaßt und die Energie,

der sie ihr Dasein verdankt, in den Hintergrund gedrängt. Die Kraft selbst ist nicht ein primär gegebenes Etwas, sondern eine aus der Energie und ihrer Verteilung abgeleitete Größe.

Als eine primäre Existenz darf sich die Energie neben die Masse stellen. Als sichersten Satz der ganzen Naturwissenschaft dürfen wir den Satz von der *Erhaltung der Energie* betrachten. Aufgabe der Zukunft wird es sein, dem Energiebegriff noch zu mehr Recht und Einfluß in der Naturwissenschaft zu verhelfen, als es bisher geschehen ist.

Als dritte primäre Existenz haben wir neben der Masse und der Energie die Elektrizität einzuführen. *Es giebt primär in der Welt vorhandene positive und negative Elektrizitätsmengen. Elektrizität kann von Menschenhand weder geschaffen noch vernichtet werden, sie kann wie die Masse lediglich in wechselnder Weise räumlich verteilt werden, ihre Menge bleibt dabei erhalten und ungeändert.* Positive und negative Elektrizität *neutralisieren* sich in gewissen Kraftwirkungen nach außen. Man kann daher eine positive Elektrizität zum Verschwinden bringen, indem man mit ihr eine gleich große negative Elektrizitätsmenge zusammenmischt. Das Verschwinden ist aber nur scheinbar. Aus der neutralen Mischung kann man durch Trennung wieder die positive Elektrizitätsmenge gewinnen, und von selbst ergiebt sich dann auch wieder die gleich große negative Elektrizitätsmenge. *Einem neutralen Körper kann man demnach nicht eine bestimmte positive Elektrizitätsmenge entziehen, ohne daß man gleichzeitig eine gleich große negative Elektrizitätsmenge entwickelt.*

Massenteilchen können wir im Raume in verschiedener Weise zusammenordnen; die Art der Gruppierung und ihre äußere Form ist vergänglich, unveränderlich ist die Masse selbst.

Energie können wir im Raume in verschiedener Weise verteilen, hier anhäufen, dort verdünnen; wir können ein Energiegefälle oder eine Kraft in beliebiger Größe und Art herstellen; die Kraft ist sterblich, ewig bleibt die Energie.

Elektrizität, positive und negative, können wir auch beliebig im Raum anordnen zur Gewinnung mannigfaltiger Erscheinungen. Die Dichte und die Form der Verteilung haben wir dabei in unseren Händen, unveränderlich in ihrer Menge bleibt uns die Elektrizität selbst.

3. Die Teilbarkeit der Elektrizität, das Elementarquantum.[1])

Die Erfahrung lehrt uns folgendes. Haben wir eine bebestimmte Elektrizitätsmenge, so können wir von ihr Teile wegnehmen, diese können wir wieder teilen und so schließlich sehr kleine Elektrizitätsmengen erhalten, ähnlich wie man mechanisch oder chemisch eine gegebene Masse teilen kann. Aber wie der Chemiker die Masse nicht bis in das Unendliche zu teilen vermag, so können wir auch die *Teilung einer Elektrizitätsmenge* nicht bis in das Unendliche fortsetzen. Wir beobachten bestimmte kleinste Mengen von Elektrizität und keine kleineren, diese kleinste Menge von Elektrizität heißen wir elektrisches *Elementarquantum.* Dieses stellt für uns, wenigstens bis jetzt, im eigentlichen Sinne des Wortes das *Elektrizitätsatom* dar. Selbstverständlich giebt es ein positives und negatives Elementarquantum, beide sind entgegengesetzt gleich groß. Die nachstehende Tabelle enthält in elektrostatischen Einheiten die Werte des Elementarquantums ε (im Mittel $\varepsilon = 4{,}2 \cdot 10^{-10}$), die von verschiedenen Autoren auf theoretischem oder experimentellem Wege gefunden wurden.

ε	Autor
$1{,}29 \cdot 10^{-10}$	Richarz
$6{,}5 \cdot 10^{-10}$	Thomson
$4{,}69 \cdot 10^{-10}$	Planck

Weiter lehrt die Erfahrung folgendes. Jede Elektrizitätsmenge ist ein ganzes Vielfaches des kleinsten Elementarquantums. Es giebt also nicht mehrere Elementarquanta, wie es in der Chemie mehrere Grundstoffe giebt, sondern nur das eine. *Eine jede Elektrizitätsmenge haben wir uns also als eine*

[1]) W. Weber, Ges. Werke **4**, 279; Stoney, Belfast Meeting Br. Ass. August 1874; Trans. Roy. Dubl. Soc. (2) **4**, 563, 1891; H. A. Lorentz, W. A. **9**, 641, 1880; H. v. Helmholtz, Journ. chem. Soc. Juni 1881; Vortr. und Reden **2**, 275; Budde, W. A. **25**, 562, 1885; Richarz, Sitz.-Ber. Niederrhein. Ges. f. Naturk. **47**, 113, 1890; **48**, 18, 1891; W. A. **52**, 385, 1894; Ebert, Arch. Sc. (3) **25**, 489, 1891; W. A. **49**, 651, 1893; Wiechert, Sitz-Ber. phys. ökon. Ges. Königsberg 1897, 1; Gött. Nachr. 1898, 1, 260; Townsend, Ph. M. (5) **45**, 125, 1898; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **46**, 528, 1898; Planck, A. Ph. **4**, 564, 1901.

Summe von Elementarquanten zu denken, und zwar haben wir positive und negative Elementarquanta anzunehmen. Elektrizitätsmengen werden durch algebraische Summierung der Elementarquanten erhalten.

4. Beziehung zwischen Masse und Elektrizität.

Hat man der Elektrizität ein primäres unzerstörbares Dasein wie der Masse zuerkannt, so erhebt sich sofort die Frage nach dem Verhältnis zwischen der Masse und der Elektrizität. Die Erfahrung lehrt, daß die Elektrizität immer vereinigt mit einer Masse auftritt, daß das elektrische Elementarquantum eine Masse mit sich führt. Es liegt darum die Vermutung nahe, daß *Elektrizität und Masse nicht getrennt existieren, sondern einem und demselben Raumteil zukommen.* Da wo Masse ist, da ist nach dieser Anschauung auch Elektrizität und umgekehrt. Das elektrische Elementarquantum für sich, losgetrennt von anderen gleich großen positiven und negativen Quanten, muß demnach ein Elementarquantum der Masse mit sich führen. Ein solches Teilchen, das gleichzeitig ein Elementarquantum der Elektrizität und der Masse ist, heißt *Elektron.* Dieses ist für unsere bisherigen Mittel ein „Atom" im elektrischen wie im chemischen Sinne.

Es giebt positive und negative Elektronen. Sie besitzen entgegengesetzt gleich große Ladungen. Das negative Elektron besitzt eine Masse, die ungefähr tausendmal kleiner ist als diejenige des Wasserstoffatoms; dies lehrt die Untersuchung der Kathodenstrahlen (siehe unten) und des Zeeman-Phänomens. Ein positives Elektron ist bis jetzt noch nicht von jeglichem anderen Elektron isoliert worden; über seine Masse hat die Erfahrung erst Aufschluß zu geben.

Aus positiven und negativen Elektronen haben wir uns die sogenannten chemischen Grundstoffe oder Elemente aufgebaut zu denken. Diese sind Gleichgewichtssysteme von ebensoviel positiven wie negativen Elementarquanten, die algebraische Summe aus diesen ist darum Null, oder ein chemisches Atom hat die Gesamtladung Null. Trennt man ein negatives Elektron von einem chemischen Atom oder kurz von einem Atom ab, so erhält man eine negative Ladung auf der einen Seite, auf der an-

deren Seite bleibt im Atom ein positives Elektron zusammen mit noch anderen positiven und negativen zurück; das Atom ist dann positiv geladen. Trennt man zwei negative Elektronen ab, so bleibt ein Atom mit zwei positiven Elementarquanten zurück.

Hat ein Massenteilchen die elektrische Gesamtladung Null, so heißt es neutral; die positiven Elementarquanta sind in ihm durch gleichviele negative Elementarquanta neutralisiert. Besizt ein Massenteilchen ein oder mehrere Elementarquanta *eines* Vorzeichens im Überschuß gegen diejenigen des entgegengesetzten Vorzeichens, so heißt es geladen oder ein *Ion*, weil es unter dem Antrieb der elektrischen Kraft sich zu bewegen vermag. *Das Wort „Ion" sagt nichts aus über die Masse des betreffenden Teilchens; es kann lediglich ein freies Elektron sein oder ein Elektron, an das noch eine Menge anderer positiver und gleichvieler negativer Elektronen gebunden ist.* Die *Elektronentheorie* behandelt die Erscheinungen, welche sich an dem gebundenen oder neutralisierten Elektron abspielen; die *Ionentheorie* diejenigen Erscheinungen, in welchen das nicht gebundene Elementarquantum, das Ion, eine Rolle spielt. Der wichtigste Gegenstand der Ionentheorie ist die elektrische Strömung, diese ist die gerichtete Bewegung von positiven und negativen Ionen, welche durch eine Fläche in einer Richtung mehr positive als negative Ladung fördert. *Der elektrische Strom verschiebt positive und negative Elektrizitätsmengen im allgemeinen in entgegengesetzter Richtung; mit dieser Verschiebung ist immer auch ein Transport von Masse verbunden, da ja Masse und Elektrizität immer vereinigt auftreten.*

5. Beziehung zwischen Elektron und Äther.

Nachdem im vorhergehenden Abschnitt die Elektrizität und die Masse demselben Raumteil zugeeignet worden sind, haben wir uns noch eine hypothetische Vorstellung zu bilden von der Beziehung zwischen dem Äther und den Bausteinen der chemischen Elemente und damit der physikalischen Welt, nämlich den Elektronen. Wir dürfen selbstverständlich bei der Bildung einer solchen Hypothese nicht in die Einzelheiten gehen. Wie uns der nachstehende Grundriß derselben von der *Erfahrung* nahegelegt wird, so muß auch ihre weitere Ausgestaltung Hand in Hand mit der Erfahrung gehen.

Elektron und Äther hängen stetig miteinander zusammen, sie sind nicht durch einen absolut leeren Raum getrennt. In dem Teil der Welt, in dem wir leben, giebt es überhaupt keinen absolut leeren Raum; überall ist ein vollkommen stetiges Etwas, der Äther. *Die Elektronen, die in dem Äther eingebettet liegen, sind selbst Teile des Äthers.* In ihnen ist einmal der Äther in bestimmter Weise räumlich modifiziert, er besitzt an ihrer Stelle gewisse Eigenschaften, die er an anderen Stellen nicht hat; zweitens besitzt diese Modifikation eine zeitliche, nach unserem Maßstabe unendlich lange Dauer; *die Elektronen* stellen in diesem Sinne *eine Permanenz im Äther* dar. Die permanenten Eigenschaften des im Elektron begrenzten Äthers werden durch die Masse und die elektrische Ladung des Elektrons charakterisiert.

Sowie wir das Elektron und die aus ihm aufgebauten chemischen Atome und Moleküle, den „Stoff“, als Teile im stetig Raum erfüllenden Äther betrachten, erledigt sich für uns die Frage, in welcher Weise der Stoff oder die Materie in Wechselwirkung mit dem Äther treten kann. *Als ein Stück des Äthers überträgt ein Massenteilchen eine von ihm ausgehende Bewegung oder Verschiebung auf den umgebenden Äther, umgekehrt erfährt eine durch den Äther sich verbreitende Verschiebung an dem Massenteilchen eine Modifikation und veranlaßt dieses Ätherstück zu besonderen, durch seine Eigenart bedingten räumlichen und zeitlichen Änderungen.* Durch die Vermittelung des durch ihre Gegenwart modifizierten Äthers treten die einzelnen Massenteilchen als Stücke desselben Ganzen zu einander in Wechselwirkung, veranlassen sich gegenseitig zu Verschiebungen im Raume.

Die vorstehende einfache Ansicht über das Verhältnis zwischen Elektron und Äther werden wir nur dann anzunehmen geneigt sein, wenn wir wenigstens die Möglichkeit einer Vorstellung über die Art der Modifikation sehen, welche der Äther im Elektron besitzt. Eine räumliche Modifikation des Äthers setzt das Vorhandensein einer ihm zuzueignenden Größe voraus, die räumlich verteilt werden kann. Eine solche Größe haben wir durch die Erfahrung bis jetzt in der *Energie* kennen gelernt. Diese *ist im Äther vorhanden, ihre Menge ist im allgemeinen von Raumteil zu Raumteil veränderlich, die Dichte ihrer*

räumlichen Verteilung ist einer zeitlichen Änderung fähig. Es liegt nahe, die im Elektron gegebene Permanenz des Äthers mit der in ihm verteilten Energie in Zusammenhang zu bringen.

In einem Elektron und an dessen Grenzen besitzt die Verteilung der Energie im Äther eine besondere Form. Sie selbst ist eine skalare Größe; ihr Differentialquotient nach einer Richtung im Raume ist ein Vektor. Dieser Vektor der Energieverteilung hat an einem Elektron einen singulären Wert. Während wir der in und um ein Elektron verteilten Energiemenge keine Permanenz zuschreiben dürfen, wie die Erfahrung lehrt, müssen wir dies von gewissen Eigenschaften ihrer räumlichen Verteilung thun.

Wir wissen, daß die kinetische Energie als Funktion eines Vektors dargestellt werden kann, den wir Geschwindigkeit heißen. Um eine bestimmte Vorstellung zu gewinnen, können wir annehmen, daß *auch die Energie im Äther als Funktion des Geschwindigkeitsvektors dargestellt werden kann. Wir wollen uns also im Äther Geschwindigkeit verteilt, den Äther in Bewegung begriffen denken.* An der erfahrungsgemäß endlichen Grenzfläche des Elektrons muß dann die Geschwindigkeit einen singulären Wert haben. Innerhalb des Elektrons muß die Bewegung des Äthers eine andere sein als außerhalb. Damit die Bewegungsform innerhalb des Elektrons Permanenz besitze und sich nicht durch Übertragung auf die unendliche Äthermasse verliere, muß die Bewegung dort in sich selbst zurücklaufen oder zyklisch sein. Kurz gesagt, wir können uns *ein Elektron als Ätherwirbel* vorstellen. Dem *Körper des Wirbels* haben wir eine konstante Masse zuzuschreiben, ebenso besitzt das *Produkt aus Querschnitt* q und *Winkelgeschwindigkeit* w einen zeitlich konstanten Wert bei Abwesenheit innerer Reibung. Das Produkt $q \cdot w$ hat ein positives oder ein negatives Vorzeichen, je nach dem Vorzeichen von w. Es giebt also positive und negative Ätherwirbel. *Die elektrische Ladung eines Elektrons können wir als Funktion des Produktes* $q \cdot w$ *betrachten.*

6. Das Elektron als Energiezentrum.

Die im Äther verteilte Energie kann verschiedene Formen annehmen. Besitzt ein Massenteilchen μ eine Geschwindigkeit v

in einer bestimmten Richtung, so schreiben wir ihm die kinetische Energie $\frac{1}{2}\mu v^2$ zu. *In der kinetischen Form an Massenteilchen ist für unsere Sinne die Energie am leichtesten zu beobachten. Besitzt die Energie eine andere Form, so nennen wir sie potentiell; sie ist dann im reinen Äther vorhanden oder in nicht kinetischer Form als Wirbelenergie innerhalb des Elektrons.* Worin die verschiedenen Formen der potentiellen Energie im Äther bestehen, wissen wir weder genau noch vollständig.

Ein *Elektron* und damit auch ein *Ion* haben wir immer als ein Energiezentrum zu betrachten. Einmal kann es *kinetische Energie* besitzen, sei es translatorische in einer bestimmten Richtung, sei es rotatorische um eine bestimmte Achse. Sodann ist es immer ein *Zentrum potentieller Energie.* Diese beschränkt sich nicht allein auf seinen Körper, sondern auch auf den umgebenden reinen Äther. Ist das Elektron ein Wirbel, so ist ja um seinen Körper herum der Äther ebenfalls in Bewegung und zwar in Zirkulation. Die durch diese bestimmte Energie nimmt von dem Elektron weg bis in unendliche Entfernung ab zu Null, *die gesammte* in dieser Weise *auf das Elektron oder Ion centrierte Menge potentieller Energie besitzt einen endlichen Wert.*

Die an ein Elektron geknüpfte potentielle Energie kann in verschiedenen Formen auftreten. Die wichtigste und bekannteste darunter ist die *elektrische Spannung* oder das *elektrische Potential. Ein jedes Elektron und Ion besitzt demgemäß im umgebenden reinen Äther ein Energiefeld, speziell ein Feld elektrischer Spannung.* Aus der räumlichen Variation der Energie ergeben sich Kräfte. Demgemäß *ist ein Elektron und Ion immer mit einem Kraftfeld umgeben*; wir haben einem jeden einzelnen Elektron ein elektromagnetisches Maxwell'sches Kraftfeld zuzuschreiben gemäß der Form seines Energiefeldes.

Die auf ein Elektron oder Ion zentrierte Energiemenge ist nicht eine zeitlich konstante Größe, sondern kann vermehrt oder vermindert werden durch Energiezufuhr von außen oder Abgabe nach außen. So kann seine kinetische Energie gesteigert werden. Veränderlich ist ferner die elektrische Spannung eines Elektrons oder Ions; sie kann zu niedrigen Werten sinken, indem sie sich in kinetische Energie verwandelt. Dies geschieht z. B., wenn ein positives und ein negatives Elektron aus

größerer Entfernung der elektrischen Anziehungskraft folgend sich nähern und sich zusammenlagern. Umgekehrt wird Energie verbraucht und wenigstens zum Teil in elektrische Form verwandelt, wenn die beiden Elektronen getrennt und wieder auf eine hohe elektrische Spannung gebracht werden (vergl. Ionisierung).

7. Schlußbemerkungen.

Die vorstehenden allgemeinen Ideen sind teils Abstraktionen und Verallgemeinerungen von Erfahrungsthatsachen, teils Hypothesen, die zwar in der Erfahrung wurzeln, aber von der Phantasie weiter gebildet wurden. Wie jede Hypothese haben sie etwas Unbefriedigendes an sich, um so mehr, als sie eine so umfassende Bedeutung beanspruchen, zum Teil nur Andeutungen sind, durch so viele Fragen, die sie nahe legen, beunruhigen und vor allem sich in geraden Gegensatz setzen zu mancher durch die Gewöhnung geheiligten Überlieferung. Sie können hier nicht in das Einzelne gehen, einmal, weil hier nicht Platz dazu ist, sodann, weil die experimentelle Forschung, an der sie sich entwickeln und korrigieren müssen, noch nicht soweit gediehen ist.

Die Opposition gegen die hier vertretenen Ideen wird sich hauptsächlich gegen die Annahme richten, daß die chemischen Grundstoffe teilbar, aus Elektronen aufgebaut seien. Darum sei hier kurz die *Frage der Teilbarkeit und der Genesis der chemischen Elemente* besprochen.

Seit einem Jahrhundert hat man sich daran gewöhnt, ein chemisches Atom als unveränderlich von Masse, als unteilbar zu betrachten. Man sprach damit lediglich ein Resultat der menschlichen Erfahrung aus; es gelang nämlich bis auf unsere Zeit mit keinem Mittel ein chemisches Atom zu zerlegen. Wenn man in *diesem* Sinn das Wort „unteilbar“ und „Atom“ auffaßte, so hatte man recht. Aber wenn man ein chemisches Atom als vollkommen homogen, als überhaupt unteilbar erklärte, so machte man eine willkürliche und nicht einmal notwendige Hypothese. Schon der komplizierte Bau des Spektrums eines elementaren Gases muß uns gegen diese Hypothese Bedenken erregen.

Wenn ein chemisches Atom noch weiter geteilt werden kann, so wird dazu offenbar Eenergie benötigt. Es liegt nahe, hierzu die kinetische Energie der Atome und Moleküle oder mit anderen Worten die absolute Temperatur zu verwenden. 1^0 absoluter Temperatur entsprechen $2{,}3 \cdot 10^{-16}$ Erg (Drude, Planck). Die höchste Temperatur, die wir herstellen können, ist scheinbar diejenige des Lichtbogens, nämlich ungefähr 4000^0. Bei dieser Temperatur beträgt die mittlere kinetische Energie eines Massenteilchens $9{,}2 \cdot 10^{-13}$ Erg; bei ihr hört das Leben der Moleküle auf, sie zerfallen in Atome; diese selbst aber bleiben unzerlegt. Im Lichtbogen besitzen *sämtliche* Teilchen jene mittlere kinetische Energie.

Indem wir in einem Gas ein Ion mit der Ladung ε *eine elektrische Spannungsdifferenz* ΔV_f *ohne Zusammenstoß frei durchlaufen lassen, verwandeln wir elektrische Energie in kinetische Energie* e_k *und sammeln diese an dem Ion an; es ist mit Annäherung* $e_k = \varepsilon \cdot \Delta V_f$. *Auf diese Weise können wir an den Ionen große kinetische Energie erzeugen oder ihre Temperatur steigern;* diejenige der umgebenden neutralen Teilchen kann dabei sehr viel niedriger bleiben. Die kinetische Energie eines Ions können wir nun auf ein chemisches Atom wirken lassen, indem wir es zum Zusammenstoß mit diesem bringen; wie durch hohe Temperatur im Lichtbogen Moleküle zerlegt werden, so ist es möglich, Atome, falls sie überhaupt teilbar sind, weiter zu zerlegen durch Ionenstoß unter der Voraussetzung, daß wir an dem stoßenden Ion eine genügend große kinetische Energie oder absolute Temperatur ansammeln können. Dies ist uns nun in Gasen möglich. Hier können wir nämlich durch Druckerniedrigung dem Ion eine große freie Weglänge verschaffen und es dann eine beträchtliche Spannungsdifferenz frei durchlaufen lassen. Die Temperaturen, die wir auf diese Weise an den Ionen herstellen können, sind groß gegen diejenige des Lichtbogens. Durchläuft ein Ion nur 1 Volt frei, so ist seine kinetische Energie $e_k = \frac{4{,}2 \cdot 10^{-10} \cdot 1}{300} = 1{,}4 \cdot 10^{-12}$ Erg, die Temperatur ist 6080^0; durchläuft es 10000 Volt frei, so ist seine Temperatur $6{,}08 \cdot 10^7$. Es ist zu erwarten, daß bei diesen hohen Temperaturen auch die sogenannten Atome zerfallen müssen, wenn sie aus einzelnen Teilen bestehen. Und die Erfahrung

zeigt in der That, daß beispielsweise ein Quecksilberatom durch Ionenstoß in ein positives und ein negatives Teilchen zerlegt werden kann. Beim Wasserstoffatom beträgt die zu dieser Zerlegung notwendige absolute Temperatur des negativen Ions (Elektrons) nicht über 304000° (vergl. Ionisierung durch Ionenstoß).

Wenn die chemischen Elemente durch Anwendung der hohen Temperatur der bewegten Ionen zerlegt werden können, wenn sie also aus einzelnen Teilen bestehen, so müssen wir annehmen, daß es eine Zeit gab, wo sie noch nicht lebten, wo ihre Teile noch getrennt und ungeordnet vorhanden waren. Selbstverständlich konnten wir die Genesis unserer chemischen Elemente nicht erleben, ebensowenig wie die Genesis unseres Sonnensystemes; aber nichts destoweniger wird sie stattgefunden haben. *Bei der Genesis der Atome wurde ein sehr großer Teil der potentiellen Energie ihrer Elektronen in andere Energieformen, zunächst in kinetische Energie verwandelt.* Da die potentielle Energie der Elektronen im Atom klein ist, da beispielsweise bei der Zerlegung eines Wasserstoffatoms in ein positives und ein negatives Ion mindestens $1{,}2 \cdot 10^{-11}$ Erg (20 % der Ionisierungsarbeit, vergl. unten) aus kinetischer Form in potentielle Ionenenergie verwandelt werden, so muß *die Energieentwickelung bei der Genesis der Atome eine ganz riesige* gewesen sein. Unter Zugrundelegung der Zahl $1{,}2 \cdot 10^{-11}$ sei lediglich die Energie berechnet, die aus der Ionenenergie zunächst in kinetischer Form entwickelt wird, wenn 1 g Wasserstoffatome je aus einem negativen Ion (Elektron) und einem positiven Ion gebildet wird. Wenn man als Zahl der Gasmoleküle bei 0° und 760 mm Druck in 1 cm³ $2{,}43 \cdot 10^{19}$ (Drude, Planck) nimmt, so beträgt die frei werdende Energiemenge in dem angenommenen Falle $6 \cdot 10^{12}$ Erg oder 14340 Grammkalorien. In Wirklichkeit muß dieser Energiebetrag bei der Genesis von 1 g Wasserstoff noch viel größer gewesen sein, da in einem Wasserstoffatom wahrscheinlich eine größere Anzahl von Elektronen vorhanden ist. So wird die Vermutung nahe gelegt, daß die hohe Temperatur mancher Himmelskörper zum Teil noch herrührt von der Genesis der Atome.

Noch eine Bemerkung sei gleich hier im Anschluß an das Vorhergehende gemacht. *Es ist denkbar, daß sich zur Zeit der*

Genesis der Atome neben unseren beständigen Elementen mit geringer innerer potentieller Energie noch Atome oder Elemente gebildet haben, die bei der damals vorhandenen hohen Temperatur stabil waren, obwohl sie eine ziemlich große innere potentielle Energie beibehielten. Bei der nunmehrigen niedrigen Temperatur mögen aber diese Elemente langsam zerfallen und in stabilere mit kleinerer innerer potentieller Energie sich umbilden. Es ist dann zweierlei hierbei zu erwarten. Erstens muß eine beträchtliche Energiemenge frei werden, zweitens werden eventuell auch Elementarbausteine der Atome, nämlich Elektronen, frei. Die *radioaktiven Elemente* besitzen nun in der That diese zwei Eigenschaften; sie strahlen nämlich spontan lange Zeit hindurch Energie und negative Elektronen aus (vergl. Becquerelstrahlen).

Zweiter Teil.

Ionisierung und Elektrisierung.

Erstes Kapitel.

Ionisierung.

I. Allgemeines über Ionisierung.

1. Definitionen, Nachweis der Ionisation.

Sind in einem Gase Ionen, frei bewegliche elektrisch geladene Teilchen, vorhanden, so heißt das Gas *ionisiert*. Die Zahl der positiven Ionen in der Volumeneinheit heißt *positive Ionisation*, die Zahl der negativen heißt *negative Ionisation*. Das Wort Ionisation besagt dasselbe wie elektrolytische Dissociation.

Ein Gas *ionisieren* heißt, einen Teil seiner neutralen Teilchen in positive und negative Ionen zerlegen. Dieser Vorgang heißt *Ionisierung;* sein Ergebnis ist die Ionisation.

Das Vorhandensein von Ionisation in einem Gase offenbart sich durch die Möglichkeit einer elektrischen Strömung durch das Gas. Man kann zum Nachweis der Ionisation in zweierlei Weise verfahren. Einmal kann man einen geladenen mit einem *Elektrometer* verbundenen Körper in das Gas bringen. Sind in diesem Ionen von entgegengesetztem Vorzeichen wie die Ladung des Körpers vorhanden, so wandern sie unter dem Antrieb der elektrischen Kraft nach dem Körper und neutralisieren seine Ladung. Der Ausschlag des Elektrometers nimmt dann ab; je schneller diese Abnahme erfolgt, desto größer ist die vorhandene Ionisation. Dieses Elektrometerverfahren ist

vor allem zum Nachweis kleiner Ionisation geeignet. Zum Nachweis großer Ionisation bedient man sich vorteilhafter des *Galvanometers*. Man bringt das Gas zwischen zwei Metallelektroden und verbindet diese rückwärts durch eine Stromquelle und ein empfindliches Galvanometer.

2. Ionisierungsarbeit, Ionenenergie.[1]

Werden zwei Ionen aus dem Atomverband frei gemacht, also aus ihrer Anfangslage in eine andere Lage übergeführt, in der sie unabhängig voneinander frei beweglich sind, so besitzen sie in der zweiten Lage eine potentielle Energie in bezug aufeinander, und zwar ist sie größer als in der Anfangslage. Die Differenz der potentiellen Energieen der Ionen in bezug aufeinander in der End- (e_e) und in der Anfangslage (e_a) heiße *potentielle Ionenenergie* oder kurz *Ionenenergie* $e_i = e_e - e_a$

Soll ein neutrales Gasteilchen ionisiert werden, so muß zur Erzeugung der Ionenenergie Arbeit geleistet werden. Diese heißt *Ionisierungsarbeit* a_i; sie muß mindestens gleich der Ionenenergie sein, ist aber in der Regel größer. Auf Grund der potentiellen Ionenenergie ziehen sich das positive und das negative Ion mit einer Kraft an, die rasch abnimmt mit wachsender Entfernung zwischen ihnen. Entgegen dieser Kraft muß ein Teil der Ionisierungsarbeit geleistet werden. Vereinigen sich zwei Ionen wieder zu einem neutralen Teilchen folgend ihrer wechselseitigen Anziehung, so verwandelt sich ihre potentielle Ionenenergie zunächst in kinetische Energie und diese kann sich weiter in eine andere Energieform verwandeln.

Die Ionenenergie ist nicht ausschließlich potentielle elektrische Energie, also eine elektrische Spannungsdifferenz der zwei Ionen gegeneinander; sie kann auch anderer Art sein. Demgemäß braucht auch die Kraft zwischen zwei Ionen nicht ausschließlich eine elektrische zu sein. Man darf aus diesem Grund aus den Ionenladungen und der Ionenenergie nicht ihren

---

[1]) † Townsend, Nat. 1900, 340; Ph. M. (6) **1**, 198, 1901; Townsend u. Kirkby, Ph. M. (6) **1**, 630, 1901; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **50**, 279, 1900; (6) **1**, 368, 1901. † Stark, Ph. Z. **2**, 17, 1900, A. Ph. **4**, 402, 1901; **7**, 417, 1902; Rutherford u. Mc Clung, Ph. Z. **2**, 53, 1900.

Abstand voneinander und ihre wechselseitige Kraft im Atomverband berechnen.

Umgekehrt kann man auch die Ionenenergie nicht aus den Ladungen der Ionen, ihrem Abstand im Atom und etwa noch der Dielektrizitätskonstante des Mediums berechnen. *Die Ionenenergie hängt erstens ab von der Natur des Ionenpaares, zweitens von der Natur des Mediums in der Nähe des zu jonisierenden Teilchens, drittens von der absoluten Temperatur des neutralen Teilchens.*

Je nach der spezifischen Beziehung des positiven und negativen Ions zu einander ist ihre Ionenenergie eine verschiedene. Über den Einfluß der absoluten Temperatur T ist folgendes zu sagen. Mit wachsender kinetischer Energie der neutralen Gasmoleküle als Ganze genommen, wächst auch die innere kinetische Energie ihrer Teilchen, so der in ihnen gebundenen positiven und negativen Ionen; infolgedessen wird deren maximaler Abstand größer und damit auch ihre potentielle Energie (e_a) in der Anfangslage oder im Atomverband. Die Differenz ($e_e - e_a$) der Energieen in der End- und in der Anfangslage, d. h. ihre Ionenenergie, wird dann kleiner. *Die Ionenenergie nimmt also mit wachsender innerer kinetischer Energie und darum mit wachsender absoluter Temperatur der neutralen Teilchen ab*; die Abnahme ist gleich der Zunahme der inneren kinetischen Energie.

Der Einfluß des Mediums auf die Ionenenergie besteht in folgendem. Einmal verändert sich mit der Art des umgebenden Mediums die potentielle Energie der gebundenen Ionen in ihrer Anfangslage (e_a), sie wird in der Regel durch benachbarte andere Teilchen vergrößert; die Ionenenergie wird als Differenz infolgedessen kleiner. Zweitens wird die potentielle Energie der Ionen in bezug aufeinander in der Endlage (e_e) verändert; wird sie verkleinert durch die spezielle Natur des umgebenden Mediums, so hat dies eine weitere Erniedrigung der Ionenenergie ($e_i = e_e - e_a$) zur Folge. Aus diesen zwei Gründen ist die Ionenenergie eine Funktion des Mediums, welches das zu ionisierende neutrale Teilchen umgiebt.

Die Art des umgebenden Mediums kann zweierlei sein. Erstens kann sich das zu ionisierende Gasteilchen im *Innern des Gases* befinden, also ringsum von neutralen Teilchen und

Ionen des Gases umgeben sein. Die Ionenenergie für ein bestimmtes Gas ist dann bei gegebener Temperatur abhängig von dem Druck und der Ionisation; sie nimmt nur sehr wenig ab, wenn der Druck wächst; etwas stärker nimmt sie ab mit wachsender Ionisation. Zweitens kann das *umgebende Medium zum Teil aus Gas, zum Teil aus einem festen oder flüssigen Fremdkörper* bestehen. In diesem Falle befindet sich das zu ionisierende Gasteilchen offenbar in der Grenzschicht des Gases gegen den Fremdkörper, seine Ionenenergie wird sowohl von dem Gase wie noch mehr von dem Fremdkörper beeinflußt. *Nach den vorliegenden Erfahrungen erniedrigt ein Metall die Ionenenergie eines Gases an seiner Oberfläche beträchtlich;* diese Wirkung kann man *katalytisch* nennen.

Ein Atom oder Molekül besitzt sehr kleine Dimensionen. Soll es ionisiert werden, so muß in seinem kleinen Volumen die beträchtliche Ionisierungsarbeit geleistet werden. Als ionisierende Energieen können darum nur solche in Betracht kommen, welche in dem kleinen Volumen des zu ionisierenden Teilchens angesammelt werden können. *Da die Ionisierung ein Vorgang ist, der sich an den Atomen und Molekülen der Chemie abspielt, auf den benachbarte Moleküle und Atome durch Katalyse Einfluß haben, so besitzt sie für die weitere experimentelle Forschung und schließlich für die theoretischen Grundlagen der Physik und Chemie eine sehr große Bedeutung.*

3. Wirkungsgrad eines Ionisators.[1])

Eine Wirkung, welche im Stande ist, ein Gas zu jonisieren, soll *Ionisator* heißen. Für Gase giebt es eine Reihe von Ionisatoren: Röntgen-, Becquerel-, ultraviolette Strahlen, hohe Temperatur, schnell bewegte Ionen. Da zur Ionisierung Energie verbraucht wird, so muß *ein Ionisator ein Träger von Energie sein.* Die Ionisierung ist mit einer Verringerung, einer Absorption, einem Latentwerden der Energie des Ionisators im Äther verbunden. *Da die Ionenenergie einen bestimmten Wert besitzt, so ist Ionisierung nur dann möglich, wenn die Energie oder die Intensität des Ionisators oberhalb eines gewissen Grenzwertes liegt.*

---

[1]) Stark, A. Ph. 7, 418, 1902.

Ist die zur Schaffung zweier Ionen aus einem neutralen Teilchen verbrauchte Energie gleich a_i (Ionisierungsarbeit eines bestimmten Ionisators) und ist die von dem Ionisator durch Absorption an das Gas bei der Ionisierung abgegebene Energie E, so besteht die Beziehung $n = \frac{E}{a_i}$; *es werden also um so mehr Ionen erzeugt, je stärker der Ionisator beim Durchgang durch das Gas absobiert wird.* Bei der Ionisierung findet somit eine Umwandlung von Energie statt; Energie des Ionisators wird in potentielle Ionenenergie umgeformt. Ionisator und zu jonisierendes Teilchen stellen zusammen einen *Energiewandler* dar.

Die Energie, die zur Ionisierung notwendig ist, wird im allgemeinen größer sein als die Ionenenergie, mindestens muß sie gleich dieser sein. Es ist wahrscheinlich, daß von einem bestimmten Ionisator neben der Arbeit, welche gleich der Ionenenergie ist, noch ein Arbeitsbetrag nebenbei verbraucht wird, der sich nicht in Ionenenergie verwandeln läßt. Der Sinn dieser Worte wird an einem Beispiel klar werden.

Eine Dynamomaschine ist ein Energiewandler. Es wird in ihr mechanische Arbeit in elektrische Energie umgeformt. Doch ist die mechanische Arbeit nicht gleich der elektrischen, sie ist immer größer. Es geht nämlich durch Reibung, Wirbelströme und Hysteresis ein Betrag der mechanischen Arbeit hinsichtlich der Energiewandlung verloren. Der mechanischen Arbeit entspricht in unserem Fall von Energiewandlung die Ionisierungsarbeit, der elektrischen Energie die Ionenenergie.

Wirkungsgrad η eines Energiewandlers ist das Verhältnis von gewonnener Energie zweiter Form zu aufgewendeter Energie erster Form, in unserem Falle von Ionenenergie zu Ionisierungsarbeit, also $\eta = \frac{e_i}{a_i}$. Wie in allen uns bereits bekannten Fällen der Wirkungsgrad kleiner als 1 oder in Prozenten kleiner als 100 ist, so wird es auch bei der Ionisierung sein. Und wie bei verschiedenen Dynamomaschinen oder bei verschiedenen Belastungen einer und derselben Dynamomaschine der Wirkungsgrad ein verschiedener ist, so ist dies sicherlich auch bei verschiedenen Ionisatoren der Fall.

Die Ionenenergie ist für ein bestimmtes Ionenpaar und ein bestimmtes Medium bei gegebener Temperatur *eine konstante*

Größe, von welchem Ionisator sie auch geschaffen sein mag; *die Ionisierungsarbeit* dagegen *ist von Fall zu Fall verschieden je nach dem Wirkungsgrad.*

Für Röntgenstrahlen als Ionisator ist als Ionisierungsarbeit (zur Gewinnung eines positiven und negativen Ions) in Luft $1,9 \cdot 10^{-10}$ Erg gefunden worden. Für bewegte negative Ionen als Ionisator fand man $7 \cdot 10^{-12}$ Erg. Demnach wäre der Wirkungsgrad bewegter negativer Ionen viel größer als derjenige der Röntgenstrahlen.

Man hat versucht, aus den vorstehenden Werten der Ionisierungsarbeit die elektrische Kraft und den Abstand zwischen den im neutralen Teilchen gebundenen Ionen zu berechnen. Aber diese Rechnung kann zu ganz unrichtigen Werten führen. Einmal ist ja die Ionenenergie kleiner als die Ionisierungsarbeit. Sodann ist die elektrische Kraft wohl nicht die einzige, welche die Ionen im neutralen Teilchen aneinander bindet.

4. Molisierung und Ionisierung.[1])

Molisierung heißt die Wiedervereinigung freier positiver und negativer Ionen zu einem neutralen Teilchen (Mole); sie ist die Umkehrung der Ionisierung. Bei der Molisierung wird denn auch keine von außen zugeführte Energie verbraucht; sondern es wird umgekehrt die an ein freies positives und negatives Ion geknüpfte Ionenenergie, die bei der Ionisierung im Äther latent wurde, wieder in eine andere Energieform verwandelt und nach außen abgegeben. Bei der Molisierung nähern sich ein positives und negatives Ion auf Grund der zwischen ihnen bestehenden Anziehung, sie nehmen kinetische Energie an und lagern sich nach Abgabe der Ionenenergie zu einem neutralen System zusammen.

Unterbricht man die Ionisierung eines Gases, so nimmt die Ionisation infolge der Molisierung rasch ab. Nach wenigen Minuten, ja nach Bruchteilen einer Sekunde haben sich die positiven und negativen Ionen wieder zu neutralen Teilchen vereinigt.

Läßt man einen Ionisator andauernd auf ein Gas wirken, so würde die Ionisation beständig bis zur Ionisierung sämtlicher

[1]) Stark, A. Ph. **4**, 408, 1901.

Gasteilchen zunehmen, wenn nicht andauernd auch wieder freie Ionen zu neutralen Teilchen sich zurückbilden würden. So aber *geht neben der Ionisierung immer die Molisierung neben her.* Bei konstanter Wirkung des Ionisators stellt sich darum ein Gleichgewichtszustand zwischen Ionisierung und Molisierung her; die Zahl der Ionen ist zeitlich konstant; soviele Ionen in der Zeiteinheit infolge der Ionisierung neu erzeugt werden, ebensoviele verschwinden gleichzeitig infolge der Molisierung. Die Ionisation ist stationär.

Bezeichnet f diejenige Funktion (Ionisierungsmenge), welche die Anzahl der durch Ionisierung oder durch Zuwanderung in der Volumeneinheit neu entstehenden Ionen in Abhängigkeit von verschiedenen Größen, so von der Zeit t darstellt, φ diejenige Funktion (Molisierungsmenge), welche die Anzahl der durch Molisierung oder Wegwanderung verschwindenden Ionen darstellt, so besteht für den stationären Zustand die Gleichung $\frac{df}{dt} + \frac{d\varphi}{dt} = 0$. Damit also eine Ionisation und die durch sie bedingte elektrische Strömung stationär sei, genügt es nicht, daß der Ionisator einmal für eine kurze Zeit wirke, sondern er muß fortdauernd in konstanter Stärke auf das Gas wirken. In diesem vollziehen sich dann nebeneinander zwei Energiewandlungen; es wird Energie des Ionisators in potentielle Ionenenergie übergeführt, gleichzeitig wird an anderen Punkten Ionenenergie in kinetische Energie und andere Energieformen verwandelt.

5. Abhängigkeit der Molisierung.[1])

Sind in der Volumeneinheit n_p positive und n_n negative Ionen vorhanden, so kann die Zahl der in der Zeiteinheit lediglich durch Molisierung verschwindenden Ionen oder die die *Molisierungsstärke* $N_m = \frac{d\varphi}{dt} = -\varkappa \cdot n_p \cdot n_n$ gesetzt werden. Ist $n_p = n_n = n$, so gilt $N_m = -\varkappa \cdot n^2$. *Die Molisierungsstärke ist* demnach *unter sonst gleichen Umständen*, wenigstens angenähert, *proportional dem Quadrate der Ionisation.* Die Molisierung kommt ja dadurch zu stande, daß positive und negative

---

[1]) J. J. Thomson u. Rutherford, Ph. M. (5) **42**, 192, 1896; †Rutherford, Ph. M. (5) **44**, 422, 1897; **47**, 109, 1899; **49**, 1, 1900.

Ionen nach allen Richtungen durch die neutrale Gasmasse sich bewegen oder diffundieren; kommen sie sich dabei nahe, so werden sie durch ihre wechselseitige Anziehung einander noch weiter genähert und lagern sich dann unter Umständen, wenn es ihnen ihre Geschwindigkeit erlaubt, zu einem neutralen Teilchen zusammen. Je mehr positive und negative Ionen vorhanden sind, desto zahlreicher sind die Zusammenstöße zwischen ihnen.

Die Größe $\varkappa$ hängt ab von der speziellen Gasart und der Geschwindigkeit der Ionen. Je schneller in verschiedenen Gasen unter sonst gleichen Umständen die Ionen diffundieren, desto größer ist die Molisierungsstärke. Für ein und dasselbe Gas ist sie um so größer, je kleiner die Geschwindigkeit oder die absolute Temperatur der Ionen ist; *mit steigender Temperatur nimmt darum in einem Gase die Molisierung ab.*

6. Bestimmung der Ionisierungsstärke.[1])

Es sei f_i wieder die Ionisierungsmenge, $\frac{d f_i}{d t} = N_i$ die *Ionisierungsstärke* bezogen auf die Volumeneinheit, N_i sei unabhängig von der Stärke eines durch das Gas fließenden Stromes; f_m sei wieder die Molisierungsmenge, $\frac{d f_m}{d t} = N_m$ die Molisierungsstärke bezogen auf die Volumeneinheit, es gelte $N_m = - \varkappa \cdot n^2$. Wir nehmen an, ein Gasvolumen vom Querschnitt Eins und der Länge l werde gleichmäßig in seiner ganzen Ausdehnung ionisiert; die Ionisation $n_p = n_n = n$ sei überall dieselbe; das Gas sei zwischen zwei Elektroden gefaßt, zwischen denen die Elektrodenspannung V herrsche und der Strom i fließe. Dieser schlägt dann in der Zeiteinheit an den Elektroden $\frac{i}{\varepsilon}$ positive und negative Ionen nieder; infolge der Strömung verschwinden aus dem ganzen Gasvolumen $\frac{i}{\varepsilon}$ positive und negative Ionen, aus der Volumeneinheit im Mittel $\frac{i}{l \cdot \varepsilon}$. Der Einfluß der Gefäßwand werde vernachlässigt und ebenso die Diffusion, es sollen

[1]) † J. J. Thomson u. Rutherford, Ph. M. (5) **42**, 192, 1896; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **46**, 528, 1898; **48**, 557, 1899; C. T. R. Wilson, Pr. R. S. **68**, 153, 1901; Rutherford u. Mc Clung, Ph. Tr. **196**, 25, 1901.

also nur Ionisierung, Molisierung und Strömung die Zahl der Ionen verändern. Es gilt dann im stationären Zustand

$$N_i - N_m - \frac{i}{l \cdot \varepsilon} = N_i - \varkappa \cdot n^2 - \frac{i}{l \cdot \varepsilon} = 0 .$$

Weiter sei angenommen, daß die Geschwindigkeit der Ionen der elektrischen Kraft, also dem Spannungsgefälle $\frac{dV}{dx}$ proportional sei; dieses selbst sei räumlich konstant also gleich $\frac{V}{l}$. Wir dürfen dann setzen

$$i = n \cdot \varepsilon \cdot (v_p + v_n) \cdot \frac{V}{l},$$

wo v_p bez. v_n die spez. Geschwindigkeit des positiven bez. negativen Ions (Geschwindigkeit unter der Kraft Eins) ist. So erhalten wir

$$n = \frac{i \cdot l}{V \cdot \varepsilon \cdot (v_p + v_n)} .$$

Setzen wir diesen Wert in die obige Gleichung ein, so ergiebt sich

$$N_i - \varkappa \cdot \frac{i^2 \cdot l^2}{V^2 \cdot \varepsilon^2 \cdot (v_p + v_n)^2} - \frac{i}{l \cdot \varepsilon} = 0 .$$

Für eine sehr große Elektrodenspannung wird das zweite Glied in dieser Gleichung Null; man erhält dann für die Stromstärke i_s in diesem Fall

$$i_s = N_i \cdot l \cdot \varepsilon .$$

Wenn demnach die Elektrodenspannung ausgehend von Null wächst, so nimmt mit ihr die Stromstärke zu, erst schnell, dann aber immer langsamer und schließlich bei großer Elektrodenspannung wird sie nahezu konstant und unabhängig von jener, sie wird gesättigt. Nach der letzten Gleichung *ist die Sättigungsstromstärke* i_s *proportional der Ionisierungsstärke. Es ist* $N_i = \frac{i_s}{l \cdot \varepsilon}$ *für den Querschnitt Eins und* $N_i = \frac{i_s}{q \cdot l \cdot \varepsilon}$ *für den Querschnitt* q. *Aus der Sättigungsstromstärke* i_s, *dem durchströmten Gasvolumen* $q \cdot l$ *und der Ionenladung* ε *kann man darum die Ionisierungsstärke oder die Zahl der in der Zeiteinheit durch Ionisierung neu geschaffenen Ionen berechnen.*

Nach der vorstehenden Methode erhält man die Ionisierungsstärke nur angenähert, nicht genau. Die Annahme

nämlich, daß die Ionisation und das Spannungsgefälle durch das ganze Volumen des Gases hindurch räumlich konstant sei, trifft nur mit Annäherung zu. Ferner ist die Methode nur dann anwendbar, solange nicht durch den Stoß der bewegten Ionen ebenfalls neutrale Teilchen ionisiert werden. Aus diesem Grunde kann die Methode bei niedrigen Gasdrucken nicht zur Anwendung kommen, da hier die Ionengeschwindigkeiten so groß werden, daß Ionisierung durch Ionenstoß erfolgt. Auch ist sie nicht anwendbar bei großer Ionisierungsstärke, da in diesem Falle, um die Sättigungsstromstärke zu erreichen, sehr große Elektrodenspannung nötig wäre; dann aber würde die Ionengeschwindigkeit so groß werden, daß ebenfalls Ionisierung durch Ionenstoß eintreten würde. Sowie Ionisierung durch Ionenstoß erfolgt, sowie also zu dem bereits wirkenden Ionisator der Ionenstoß tritt, ist N_i nicht mehr konstant, sondern eine Funktion der Stromstärke und zwar wächst dann N_i mit der Stromstärke.

II. Ionisierung durch Temperatur.

1. Allgemeines.

Wärme bedeutet eine Summe von kinetischer Energie der Atome oder Moleküle; die absolute Temperatur ist proportional der kinetischen Energie des einzelnen Gasmoleküls. *Indem man die Temperatur eines Gases erhöht, kann man neutrale Teilchen in ihm in Ionen zerlegen.* Zur Erklärung dieser Ionisierung durch Temperatur nehmen wir zunächst an, daß die absolute Temperatur oder kinetische Energie sämtlicher Teilchen eines Gases gleich sei. Steigern wir unter dieser Voraussetzung durch Wärmezufuhr die Temperatur der neutralen Gasteilchen, so vermehren wir damit gleichzeitig die kinetische Energie der im Teilchen gebundenen gegeneinander hin und her schwingenden Ionen (Elektronen); deren maximaler Abstand und potentielle Energie wird größer; und schließlich kann er so groß werden, daß die Teilchen aus dem Neutralverband frei werden. Es ist dann die Ionisierung erfolgt, die innere kinetische Ionenenergie ist in potentielle Ionenenergie verwandelt worden. Oder wenn wir auf die oben angestellten Betrachtungen über den Einfluß der Temperatur auf die Ionenenergie $e_i = e_e - e_a$

zurückgreifen, so können wir uns folgendermaßen ausdrücken. e_e ist auch eine Funktion der Temperatur, wahrscheinlich nimmt es ab, wenn diese wächst; es sei aber der Einfachheit wegen als konstant betrachtet. e_a nimmt beträchtlich zu, wenn die Temperatur wächst, demgemäß nimmt $e_i = e_e - e_a$ ab. Ist $e_i = e_e - e_a = 0$ geworden, so zerfällt das Atom oder Molekül, die Ionen werden frei; ist $e_a = e_o$ im absoluten Nullpunkt, so hat sich dann ein Betrag der inneren kinetischen Energie der Ionen von der Größe $e_i = e_e - e_o$ in potentielle Energie verwandelt.

Wie man sieht, kann nach dem Vorstehenden Ionisierung durch die Temperatur allein nur dann eintreten, wenn die Temperatur oberhalb einer gewissen Grenze liegt; unterhalb derselben sind die Neutralverbände der Ionen stabile Gleichgewichtssysteme. Die Temperatur, bei der die Neutralverbände nicht mehr existieren können, liegt nach unseren Erfahrungen (vergl. Lichtbogen) für die Gase ungefähr bei 4000°. Es scheint demnach, daß unterhalb dieser Temperatur Gase durch Erhitzung allein nicht ionisiert werden können. Indes gilt dies nur unter der von uns gemachten Annahme, daß sämtliche Gasteilchen die gleiche Temperatur besitzen. In Wirklichkeit kann man aber nur von einer gleichen *mittleren* Temperatur sprechen; in verschiedenen aufeinanderfolgenden Zeiten besitzen die einzelnen Teilchen bald größere bald kleinere Temperaturen und in manchen Punkten des Gases kann an einigen Teilchen durch zufälliges Zusammentreffen die Temperatur so hoch steigen, daß Ionisierung unter Sinken der Temperatur an der betreffenden Stelle erfolgt. *Demgemäß kann ein Gas auch schon bei niedrigeren Temperaturen ionisiert sein.* Die Ionisation wird freilich nur sehr gering sein, sie muß mit steigender mittlerer Temperatur wachsen, erst langsam, bei Annäherung an jene Grenztemperatur schnell.

Die ionisierende Wirkung der Temperatur im Innern eines Gases läßt sich schwer oder überhaupt nicht für sich allein verwirklichen. Um das Gas zu erhitzen, muß man es ja in ein Gefäß einschließen und dieses erhitzen oder man muß einen Körper im Gas erhitzen; in beiden Fällen macht sich der Einfluß der erhitzten festen Oberfläche in zweierlei Weise geltend. Erstens erfolgt an ihr infolge ihrer katalytischen Wirkung die Ionisierung leichter als im Innern des Gases; zweitens sendet

sie, besonders bei Weißglut, Lichtstrahlen in das Gas, die entweder für sich allein ionisieren oder die Ionisierung durch Temperatur unterstützen, so daß man eine Übereinanderlagerung der Wirkungen von zwei Ionisatoren hat, der Temperatur und gewisser Lichtstrahlen. Dazu gesellt sich in der Regel noch ein anderer Vorgang, nämlich die Elektrisierung des Gases an dem erhitzten Fremdkörper (vergl. Elektrisierung). Diese besteht darin, daß durch eine gewisse Wirkung in der Grenzfläche vorzüglich Ionen *eines* Vorzeichens in das Gas geschafft werden, die Ionen entgegengesetzten Vorzeichens an dem Fremdkörper zurückbleiben; dadurch erhält das Gas eine innere elektrische Ladung, es ist in ihm die positive Ionisation verschieden von der negativen.

Im Anschluß an das Vorhergehende sei noch folgendes bemerkt. Ein Stoß heißt elastisch, wenn die Summe der kinetischen Energieen der stoßenden Massen nach dem Zusammenstoß eben so groß ist wie zuvor. Nun wird die innere kinetische Energie der Atome durch den Stoß derselben gegeneinander erzeugt. Erfolgt darum Ionisierung durch Temperatur, so wird kinetische Energie einzelner Teilchen zunächst in innere kinetische und dann in potentielle Energie der Ionen verwandelt. Der mit Ionisierung verbundene Stoß von neutralen Teilchen ist darum nicht mehr ein elastischer. Übrigens gilt dies auch bereits dann, wenn infolge hoher Temperatur die Strahlung der Teilchen beträchtlich ist; denn dann wird kinetische Energie der Gasteilchen zum Teil in Strahlungsenergie beim Zusammenstoß verwandelt.

2. Nachweis der Ionisierung durch Erhitzung.[1]

Daß ein Gas durch Temperaturerhöhung ionisiert werden kann, läßt sich in zweierlei Weise zeigen. Erstens kann man im Gase einen Körper erhitzen; es hat dann an dessen Oberfläche und bei sehr hoher Temperatur auch von ihr etwas entfernt im Innern des Gases Ionisierung statt. Man kann den

[1]) Erman, B. B. 1819, 353; Guthrie, Ph. M. (4) **46**, 257, 1873; Chem. News **45**, 116, 1882; Bickerton Ph. M. (4) **46**, 450, 1873; †Elster u. Geitel, W. A. **26**, 1, 1885; **38**, 27, 1889; Koch, W. A. **33**, 454, 1888; Rieß, Reibungs-Elektrizität **1**, 270, 1853; Douliot,

Körper, beispielsweise ein Metallblech, durch eine untergestellte Bunsenflamme erhitzen oder ihn in Drahtform vermittelst eines durchgesandten elektrischen Stromes auf eine beliebige Temperatur bringen. Zum Nachweis der durch die Temperaturerhöhung bewirkten Ionisation stellt man dem glühenden Körper einen Metalldraht gegenüber, lädt diesen und beobachtet mittels eines Elektrometers die Abnahme der Ladung. Oder man verbindet den kalten Metalldraht und den erhitzten Körper durch eine Stromquelle und ein empfindliches Galvanometer und beobachtet die Stärke des Stromes, welcher durch das erhitzte Gas geht. Endlich kann man in der Nähe des Heizkörpers zwischen zwei kalten Metallelektroden einen Strom durch das erhitzte Gas senden. Diese drei Methoden lassen sich an Glühlampen mit Kohlenfaden oder Platindrahtspirale bei verschiedenen Gasdrucken anwenden, indem man in sie, wie die Fig. 15 zeigt, eine oder mehrere Metallsonden einführt und den Faden oder die Spirale mit dem elektrischen Strom nach Belieben erwärmt. Bei genauen Messungen ist hierbei auf die Spannungsdifferenzen und die Zweigströme Rücksicht zu nehmen, welche von dem Heizstrom im Gase hervorgebracht werden. Ferner ist zu beachten, daß bei niedrigen Gasdrucken und größeren Spannungsdifferenzen neben der Ionisierung durch Temperatur noch Ionisierung durch Ionenstoß (siehe folg. Abschnitt und Verwandlung von Stromarten) erfolgen kann.

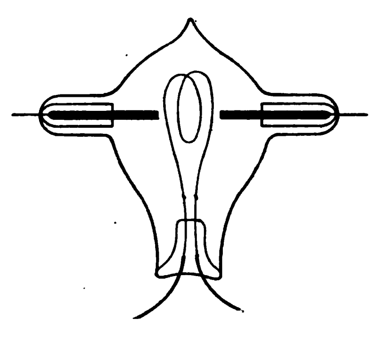


Fig. 15.

C. R. **77**, 1472, 1873; † Hittorf, W. A. **21**, 137, 1884; Preece, Pr. R. S. **38**, 219, 1885; Fleming, Pr. R. S. **47**, 118, 1890; Ph. M. (5) **42**, 52, 1896; Branly, C. R. **114**, 831, 1531, 1892; Braun, Z. Ph. Ch. **13**, 155, 1894; Stark, W. A. **68**, 931, 943, 1899. — E. Becquerel, A. Ch. Ph. (3) **39**, 355, 1853; Blondlot, C. R. **92**, 870, 1881; **104**, 283, 1887; † J. J. Thomson, Ph. M. (5) **29**, 358, 441, 1890; † Pringsheim, W. A. **55**, 507, 1895; Pettinelli u. Marolli, Rend. Linc. (5) **5**, 136, 1896; Chessin, Journ. russ. phys.-chem. Ges. **31**, 6, 1899; M. Toepler, F. 1896, II, 449; Merritt u. Stewart, Ph. R. **7**, 129, 1899.

Unterhalb der Hellrotglut beobachtet man bei Anwendung der vorstehenden Methoden nur eine sehr geringe Ionisation, beträchtlich dagegen ist die Ionisation bei Weißglut. Ferner ist die Stärke des zwischen der kalten Elektrode und dem erhitzten Körper übergehenden Stromes in der Regel verschieden groß, je nachdem dieser oder jene Kathode ist. Diese Differenz erklärt sich in den verschiedenen Fällen teils aus der Elektrisierung des Gases an dem erhitzten Körper, teils aus der größeren Wanderungsgeschwindigkeit der negativen Ionen (vergl. unten spez. Ionengeschwindigkeiten).

Die Ionisierung eines Gases oder Dampfes durch Temperatur kann man zweitens in folgender Art nachweisen. Man schließt das Gas in ein Gefäß ein, das mit zwei Elektroden versehen ist, und erhitzt von außen dessen Wände. Die Elektroden verbindet man durch eine Stromquelle und ein empfindliches Galvanometer zum Nachweis der Ionisation aus der Stromstärke. Auch bei dieser Versuchsanordnung erhält man das Resultat, daß die Ionisierung unterhalb der Hellrotglut sehr klein, bei Weißglut dagegen beträchtlich ist. Prüft man verschiedene Gase und Dämpfe auf ihre Ionisierung durch die gleiche Temperatur, so erhält man folgendes Resultat. Die Gase und Dämpfe ordnen sich hinsichtlich der Ionisierung durch Temperatur in zwei Gruppen. Der ersten gehören an: Luft, Stickstoff, Kohlendioxyd, Ammoniak, Schwefelsäuredampf, Schwefel in einer Stickstoffatmosphäre, Dampf von Zinn und Quecksilber. Der zweiten Gruppe gehören an: Jod, Brom, Chlor, Jodwasserstoff, Jodkalium, Salmiak, Chlornatrium, Chlorkalium, Dampf von Alkalien, Aluminium, Magnesium, Zink, Blei. Die Gase der ersten Gruppe lassen bei starker Erhitzung nur einen schwachen elektrischen Strom durch; diejenigen der zweiten ermöglichen einen viel stärkeren Strom.

Im Lichtbogen ist große Ionisation vorhanden, vor allem infolge der hohen Temperatur; darum sind Gase, die von einem Lichtbogen aufsteigen oder aus ihm weggeblasen werden, ionisiert. Das Gleiche gilt von Gasen, welche aus dem elektrischen Funken kommen.

Mag man die Ionisierung eines Gases durch Temperatur in der einen oder anderen Weise untersuchen, in jedem Falle hat man nicht eine Ionisierung im Gasinnern für sich allein;

sondern gleichzeitig immer auch an der erhitzten Oberfläche eines Fremdkörpers. Und an dieser scheint infolge katalytischer Wirkung die Ionisierung weitaus stärker zu sein als im Gasinnern; dies ist vor allem daraus zu schließen, daß der Strom durch ein hoch temperiertes Gas dann viel stärker ist, wenn beide Elektroden glühen, als wenn beide niedrig temperiert sind. Unbekannt ist in den meisten Fällen auch noch bis jetzt, welcher Anteil an der Ionisierung bei hoher Temperatur der Lichtstrahlung und der Elektrisierung des Gases gegen den erhitzten Fremdkörper zuzuschreiben ist. Beträchtlich dürfte bei Weißglut der Einfluß der elektrischen Zerstreuung durch das Licht sein.

Zum Schlusse sei noch auf Folgendes hingewiesen. Insofern die Ionenenergie eine Funktion der absoluten Temperatur ist, spielt diese bei der Ionisierung durch einen jeden anderen Ionisator eine Rolle, so bei der Ionisierung durch Ionenstoß, wenn durch die elektrische Strömung die mittlere Temperatur des Gases gesteigert wird, ferner bei der Ionisierung durch chemische Vorgänge. Wichtig ist vor allem der Einfluß der Temperatur auf die Ionisierung im Lichtbogen; doch davon sei weiter unten die Rede.

3. Selbstionisation.[1])

Ohne jegliches Zuthun von außen besitzt ein Gas bei gewöhnlicher Temperatur eine Ionisation, allerdings eine sehr geringe. Bringt man einen geladenen, sehr gut isolierten Körper in eine größere abgeschlossene Gasmenge, so verliert er mit der Zeit seine Ladung. Man kann sich überzeugen, daß nur ein kleiner Teil dieses Verlustes durch die Stützen erfolgt; der übrige Teil erfolgt dadurch, daß die Ladung des Körpers durch Ionen neutralisiert wird, die aus dem Gas heraus zu ihr hinwandern. Man geht wohl nicht fehl, wenn man diese '*Selbstionisation*' eines Gases, wie sie heißen soll, auf die oben be-

[1]) Warburg, P. A. 145, 578, 1872; Linss, Meteorol. Zeitschr. 4, 352, 1887; E. Z. 11, 506, 1890; ÷ Geitel, Ph. Z. 2, 116, 1900; † Elster u. Geitel, A. Ph. 2, 425, 1900; Ph. Z. 2, 560, 590, 1901; ÷ C. T. R. Wilson, Pr. Cambr. S. 9, 427, 1900, Nat. 63, 105, 1900; Pr. R. S. 68, 151, 1901.

sprochene Ionisierung durch Temperatur oder Molekülstoß zurückführt. Gewisse Erscheinungen legen allerdings andererseits auch wieder die Vermutung nahe, daß die Selbstionisation von Gasen, wenigstens der atmosphärischen Luft, von einem beigemischten radioaktiven Stoffe herrühre (vergl. Becquerelstrahlen, induzierte Radioaktivität).

Auch die Luft der Erdatmosphäre besitzt Selbstionisation; diese wird freilich in wechselnder Weise durch andere Wirkungen, wie das ultraviolette Sonnenlicht, verstärkt oder durch gewisse Wirkungen auch vermindert.

Zum Nachweis der Selbstionisation eines abgeschlossenen Gasvolumens kann man sich folgenden Apparates (Fig. 16 nach J. Geitel) bedienen.

A A ist eine abgeschliffene Eisenplatte; auf dieser steht ein Exnersches Elektroskop, bei dem die Trennungsplatte der zwei Aluminiumblättchen (*B B*) bei *F* in eine sehr gut isolierende Bernsteinfassung eingesetzt ist. Oben trägt sie eine Kugel *K*, in deren konische Bohrung der Stiel eines cylindrischen Körpers *Z* eingesetzt werden kann. Dieser ist rings von einem metallischen Schutzcylinder (*C C*) umgeben zur Abhaltung äußerer elektrischer Einflüsse. Das Ganze steht auf der Eisenplatte unter einer Glasglocke. Diese ist mit einem Kork verschlossen, durch diesen geht eine Stopfbüchse und durch diese kann wieder eine an dem Knopfe *P* sitzende Metallsonde auf und nieder geschoben werden. H_1 und H_2 sind Hähne zur Zu- und Ableitung von Luft. Man verfährt nun folgendermaßen.

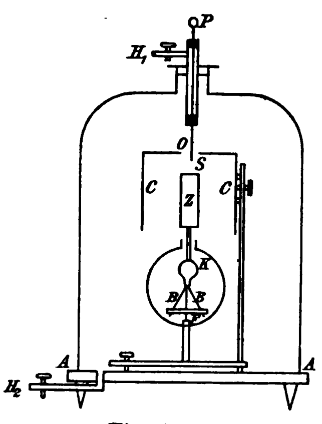


Fig. 16.

Man legt an *P* den Pol einer Batterie und bringt *S* mit *Z* in Berührung und lädt so das Elektroskop. Dann zieht man die Sonde *S* über den Schutzcylinder *C C* zurück und leitet sie ab. Darauf beobachtet man die Abnahme des Ausschlages des Elektroskops mit der Zeit. Man findet, daß die Spannung des

Elektroskops in 1 Minute um einige Prozent abnimmt. In der Luft unter der Glocke sind nämlich infolge der Selbstionisation beständig freie positive und negative Ionen vorhanden. Diejenigen, welche mit dem Zerstreuungscylinder *Z* gleiches Vorzeichen haben, werden von der elektrischen Kraft zum abgeleiteten Cylinder *C*, zum ebenfalls abgeleiteten Elektroskopgehäuse oder zur Platte *AA* getrieben; die Ionen entgegengesetzten Vorzeichens wandern zum Zerstreuungskörper und neutralisieren die Ladung des Elektroskops. Daß der Ladungsverlust in dieser Weise und nicht durch die isolierende Bernsteinstütze erfolgt, geht aus folgendem Versuch hervor. Nimmt man den Zerstreuungscylinder ab und lädt das Elektroskop und beobachtet dann unter sonst gleichen Umständen dessen Ladungsverlust, so ergiebt sich dieser nunmehr so klein, wie im ersten Fall die Beobachtungsfehler waren.

Die Ionisation einer abgeschlossenen Gasmenge steigt nach Abschließung langsam mit der Zeit und nimmt schließlich einen beträchtlichen Grenzwert an. Dies ist wahrscheinlich auf das allmähliche Absetzen des vorhandenen feinen Staubes zurückzuführen; durch dessen Gegenwart wird nämlich die Ionisation in einem Gase verringert (vergl. Ionenadsorption).

Durch die Selbstionisierung werden in 1 cm^3 Luft in der Sekunde ungefähr 20 positive und negative Ionen hervorgebracht, wie sich aus dem Sättigungsstrom (S. 43) berechnen läßt. Die Selbstionisation der Luft ist proportional dem Druck. Im hohen Vakuum ist darum die Zerstreuung einer Ladung durch das umgebende verdünnte Gas eine sehr geringe.

Über die Zerstreuung[1]) einer Ladung in einem Gase sei geschichtlich Folgendes bemerkt. Zu Coulombs Zeiten führte man diese Zerstreuung auf einen Ladungsverlust durch die

---

[1]) Desaignes, J. Ph. 1814; Gilb. Ann. **48**, 50, 1814; Biot, Traité de phys. **2**, 256, 1816; Harris, Ph. Tr. 1834, 224, 244; Rieß, Dove's Rep. **2**, 15, 1838; †Matteucci, A. Ch. Ph. (3) **27**, 133; **28**, 385, 1850; C. R. **25**, 344, 1847; Zantedeschi, C. R. **35**, 441, 1852; Charault, C. R. **16**, 108, 1860; Dellmann, Schlömilch's Zeitschr. **11**, 325, 1866; Warburg, P. A. **145**, 578, 1872; Herwig, P. A. **151**, 350, 1874; W. A. **9**, 77, 1880; †Narr, W. A. **5**, 145, 1878; **8**, 266, 1879; **11**, 155, 1880; **22**, 550, 1884; Hittorf, W. A. **7**, 595, 1879. Nahrwoldt, W. A. **5**, 460, 1878; Palmieri, Rend. Napol. **20**, 232, 1881.

Stützen zurück. In neuerer Zeit sah man ihre Ursache in dem suspendierten Staub. Dieser aber fördert nicht, sondern erschwert vielmehr die Zerstreuung.

III. Ionisierung durch Ionenstoß.

1. Kinetische Energie der bewegten Ionen.[1])

Wird ein Ion mit der Ladung ε von der elektrischen Kraft von einer Stelle höherer Spannung zu einer Stelle niedrigerer Spannung verschoben, durchläuft es also eine gewisse Spannungsdifferenz ΔV, so wird an ihm eine Arbeit $\varepsilon \cdot \Delta V$ geleistet auf Kosten der elektrischen Energie (Spannung) des Feldes. Kommt neben der elektrischen Kraft keine andere entgegengesetzte Kraft ins Spiel, so wird die elektrische Arbeit $\varepsilon \cdot \Delta V$ zunächst zum größten Teil in kinetische Energie $\frac{1}{2}\mu v^2$ des Ions (μ Masse, v Geschwindigkeit) verwandelt, ein kleiner Teil von ihr in magnetische Energie des Ionenfeldes. Dieser ist bei kleinen Geschwindigkeiten nicht groß; er kann vorderhand noch nicht berechnet werden. Da es sich in dem gegenwärtigen Stadium der Forschung zum großen Teil nur um Annäherungen handeln kann, so sei die magnetische Energie eines bewegten Ions vernachlässigt und die an ihm geleistete elektrische Arbeit gleich der an dem Ion erzeugten kinetischen Energie gesetzt.

Indem sich ein Ion zwischen anderen, vor allem neutralen Teilchen hindurchbewegt, stößt es von Zeit zu Zeit auf diese und giebt dabei kinetische Energie an sie ab. Der zwischen zwei unmittelbar aufeinander folgenden Zusammenstößen durchlaufene Weg ist die *freie Weglänge* des Ions; die Spannungsdifferenz, welche hierbei das Ion ohne Zusammenstoß durchläuft, heiße die *frei durchlaufene Spannungsdifferenz* ΔV_f.

Die kinetische Energie eines Ions ist unmittelbar vor einem Zusammenstoß maximal, unmittelbar nach dem Zusammenstoß im Minimum, um darauf wieder zu wachsen. *Die maximale kinetische Energie, die ein Ion durch elektrische Arbeit gewinnen kann, ist gleich der an ihm auf der freien Weglänge geleisteten elektrischen Arbeit, also* $e_k = \varepsilon \cdot \Delta V_f$. *Indem wir Ionen große Spannungsdifferenzen frei*

---

[1]) Stark, A. Ph. 7, 424, 1902.

durchlaufen lassen, können wir ihnen eine große kinetische Energie erteilen und mit Hilfe derselben können wir dann wieder neutrale Teilchen durch den Stoß der Ionen ionisieren unter Verwandlung von kinetischer in potentielle Ionenenergie. Wollen wir e_k in Erg berechnen, so gilt $e_k = \frac{\varepsilon \cdot \Delta V_f}{300}$, wenn wir ε in elektrostatischen Einheiten ($4{,}2 \cdot 10^{-10}$), ΔV_f im Volt ausdrücken.

Wärme eines Gases bedeutet eine Summe von kinetischer Energie der Moleküle; die mittlere kinetische Energie des einzelnen Teilchens ist proportional der absoluten Temperatur T. In diesem Sinne können wir statt von einer kinetischen Energie der von einer Kraft bewegten Ionen auch von einer Temperatur der Ionen sprechen. In einem neutralen Gase besitzen sämtliche Teilchen die gleiche mittlere kinetische Energie oder dieselbe absolute Temperatur, 1^0 T entsprechen $2{,}3 \cdot 10^{-16}$ Erg. *In einem ionisierten elektrisch durchströmten Gase ist die kinetische Energie der Ionen größer als diejenige der neutralen Teilchen. Die Ionen besitzen nämlich einmal die mittlere absolute Temperatur der neutralen Teilchen, dazu aber kommt noch die kinetische Energie, welche sie der jeweilig frei durchlaufenen Spannungsdifferenz verdanken.* Jene „neutrale" absolute Temperatur der Ionen kann klein werden gegen ihre „elektrische" Temperatur. Dies zeigt die nachstehende Tabelle.

ΔV_f	e_k	T	Bemerkungen
—	$2{,}3 \cdot 10^{-16}$	1	—
—	$6{,}7 \cdot 10^{-14}$	$2{,}9 \cdot 10^{2}$	Zimmertemperatur
—	$9{,}2 \cdot 10^{-13}$	$4{,}0 \cdot 10^{3}$	Lichtbogentemperatur
1	$1{,}4 \cdot 10^{-12}$	$6{,}1 \cdot 10^{3}$	—
300	$4{,}2 \cdot 10^{-10}$	$1{,}8 \cdot 10^{6}$	An der Kathode bei höheren Drucken
30000	$4{,}2 \cdot 10^{-8}$	$1{,}8 \cdot 10^{8}$	In Röntgenröhren.

Wie man aus dieser Tabelle sieht, kann man an den Ionen in Gasen ungeahnt hohe Temperaturen herstellen. Durch Erniedrigung des Druckes kann man die freie Weglänge und damit die frei durchlaufene Spannungsdifferenz der Ionen beliebig steigern. Unter den hohen Temperaturen der Ionen vermögen die Atome nicht mehr Stand zu halten; sie werden zertrümmert. Und wenn in Rötgenröhren ganz besondere neue Erscheinungen

zu Tage treten, so ist dies in Anbetracht der riesigen Geschwindigkeit und Temperatur der negativen Ionen in ihnen nicht mehr verwunderlich.

2. Energiewandlung bei der Ionisierung durch Ionenstoß.[1])

Stößt ein im elektrischen Strome bewegtes Ion auf ein neutrales Teilchen, so giebt es an dieses in der Regel kinetische Energie ab. Ist die Summe der kinetischen Energieen des neutralen Teilchens und des Ions nach dem Zusammenstoß dieselbe wie zuvor, so war der Stoß ein elastischer. Es können indes die im neutralen Teilchen enthaltenen gebundenen Ionen, das positive und das negative, von dem Stoß des auftreffenden Ions soweit auseinandergetrieben werden, daß sie sich aus ihrem neutralen Atomverband lösen und frei werden; es ist dann *das neutrale Teilchen durch Ionenstoß ionisiert worden. Hierbei wird ein Teil der kinetischen Energie des stoßenden Ions in potentielle Energie der neu geschaffenen Ionen verwandelt; der mit Ionsierung verbundene Stoß eines Ions ist darum nicht mehr ein elastischer.* Bei der Ionisierung durch Ionenstoß wird kinetische Energie der Ionen absorbiert oder im Äther latent.

Die potentielle Ionenenergie besitzt bei bestimmten Umständen einen bestimmten Betrag. *Damit durch Ionenstoß überhaupt Ionisierung erfolgen kann, muß die kinetische Energie des stoßenden Ions oberhalb eines bestimmten Minimalwertes liegen, dem kleinsten zulässigen Wert der Ionisierungsarbeit; oder anders ausgedrückt, es muß die Geschwindigkeit eines Ions oberhalb eines gewissen Minimalwertes liegen. Umgekehrt kann in einem Gase die Geschwindigkeit der Ionen nicht über einen gewissen Wert gesteigert werden, ohne daß Ionisierung des Gases durch Ionenstoß eintritt.*

Die potentielle Ionenenergie hängt, wie bereits oben auseinandergesetzt wurde, ab von der Art des Ionenpaares und der Natur des Mediums, in dem die Ionisierung erfolgt. Was den Einfluß des Mediums betrifft, so ist zu der Ionisierung durch Ionenstoß folgendes zu bemerken. Die potentielle Ionenenergie besitzt für ein zu ionisierendes Teilchen einen be-

---

[1]) Stark, A. Ph. **4**, 406, 1901; **7**, 417, 1902.

stimmten Wert für den Fall, daß es ringsum von lauter gleichartigen Teilchen umgeben ist. Sie ist kleiner, wenn nahe dem betreffenden Teilchen neben neutralen Teilchen ein Ion sich befindet; dieses setzt durch seine Anwesenheit katalytisch die potentielle Ionenenergie herab. Dieser Fall liegt nun offenbar immer bei der Ionisierung durch Ionenstoß vor. Die Ionenenergie und mit ihr die Ionisierungsarbeit nimmt ab, wenn die Ionisation zunimmt, worauf bereits S. 39 hingewiesen wurde. Im übrigen sind hinsichtlich der Abhängigkeit der Ionenenergie von der Art des Mediums wieder die zwei Fälle zu unterscheiden, die Ionisierung im Innern eines Gases und diejenige in der Grenzfläche des Gases gegen einen festen Körper, speziell gegen ein Metall. Endlich ist zu unterscheiden zwischen der Ionisierung durch das negative Ion und derjenigen durch das positive.

Bemerkt sei noch folgendes. Hat in einer durchströmten Gaspartie Ionisierung durch Ionenstoß stattgefunden, so muß andauernd Ionisierung durch neu zuwandernde Ionen erfolgen, wenn die Stärke der Strömung unverändert bleiben soll. Zum Ersatz derjenigen Ionen, die durch Molisierung verschwinden oder vom Strome weggeführt werden, müssen nämlich beständig ebensoviele Ionen neu durch Ionenstoß erzeugt werden (vergl. S. 41).

3. Ionisierungsspannung des positiven und negativen Ions.[1]

Wie bereits dargelegt wurde, muß die kinetische Energie eines Ions oberhalb eines gewissen Minimalwertes liegen, damit es durch seinen Stoß ein neutrales Teilchen ionisieren kann. Diese Forderung läßt sich noch anders definieren. Die kinetische Energie des Ions entsteht ja dadurch, daß es eine Spannungsdifferenz ΔV_f frei durchläuft. *Damit demnach ein Ion durch seinen Stoß ionisieren kann, muß die von ihm frei durchlaufene Spannungsdifferenz oberhalb eines gewissen Minimalwertes liegen.* Dieser möge *Ionisierungsspannung* heißen. Je nach dem Wert der Ionenenergie und nach dem Vorzeichen des Ions ist die Ionisierungsspannung verschieden; sie ist für beide Ionen infolge von Katalyse an der Grenzfläche eines

[1]) Stark, A. Ph. **4**, 410, 1901; **7**, 420, 1902.

Gases gegen ein Metall kleiner als im Innern des Gases. Dies zeigt die nachstehende Tabelle, deren Zahlen allerdings nur angenähert sind; ihre Auffindung ist in den folgenden Abschnitten angegeben.

Ionisierungsspannungen für Luft.

	Im Inneren	Gegen Platin
Negatives Ion	50	10
Positives Ion	530	350

Es ist von vornherein zu erwarten, daß die Ionisierungsspannungen für das positive und das negative Ion unter gleichen Verhältnissen nicht gleich sein werden. Dies ist denn auch in der That der Fall. *Die Ionisierungsspannung des negativen Ions ist beträchtlich kleiner als diejenige des positiven.* In den hier in Betracht kommenden Fällen von Ionisierung ist das negative Ion ein freies Elektron, besitzt also eine sehr kleine Masse. Darin mag der Grund für die Kleinheit seiner Ionisierungsspannung liegen. Vermöge seiner kleinen Masse wird es wie eine Bombe in das Gefüge eines chemischen Atoms hineinschießen und an einzelnen Teilen desselben angreifen, während dies dem positiven Ion wegen seiner großen Masse nicht möglich ist. Nach der oben gegebenen Definition des Wirkungsgrades eines Ionisators und nach der obigen Tabelle haben wir dem negativen Ion einen mehr denn 10 mal besseren Wirkungsgrad als dem positiven zuzuschreiben.

Die Verschiedenheit der Ionisierungsspannungen des positiven und des negativen Ions hat wichtige Folgen. *Sind* nämlich *in einer Partie eines durchströmten Gases,* so in der positiven Lichtsäule, *sowohl positive wie negative Ionen vorhanden* und können sie bis zu der Partie oder auch innerhalb dieser ihre ganze freie Weglänge durchlaufen, *so wird die Ionisierung in der betreffenden Partie lediglich durch den Stoß der negativen Ionen hervorgebracht*; denn ehe der Abfall der Spannung so groß geworden ist, daß auch die positiven Ionen ionisieren könnten, ist längst die Ionisierungsspannung der negativen erreicht und ein weiteres starkes Ansteigen des Spannungsabfalles durch die Ionisierung von deren Seite unmöglich gemacht.

Die positiven Ionen können darum nur in denjenigen Querschnitten der Strombahn als Ionisatoren auftreten, wo die negativen Ionen keine große Energie besitzen, weil sie erst von ihnen weg von der Triebkraft in Bewegung gesetzt werden, während die positiven Ionen von anderswoher nach freier Durchlaufung ihrer Ionisierungsspannung mit großer kinetischer Energie in jene Querschnitte eindringen. Dies ist beispielsweise an der Oberfläche der Kathode der Fall; hier kommen aus dem Gase die positiven Ionen mit großer Geschwindigkeit an, die negativen beginnen erst von der Kathode weg sich in Bewegung zu setzen.

4. Kraft und Ionisierung.[1])

Das Gefälle $\left(-\frac{dV}{dx}\right)$ der elektrischen Spannung ist die elektrische Kraft auf die Ladungseinheit. Indem ein Ion von der Kraft $-\varepsilon\cdot\frac{dV}{dx}$ längs seines freien Weges λ verschoben wird, integriert es über die elektrische Spannungsenergie auf seinem Wege und sammelt sie an sich in kinetischer Form an. Es ist nämlich $e_k = \varepsilon \cdot \Delta V_f = \varepsilon \cdot \int_0^{\lambda} \frac{dV}{dx} \cdot dx$. *Die kinetische Energie eines Ions in einem Punkte eines elektrischen Feldes ist nicht eine Funktion der dort herrschenden elektrischen Kraft, sondern der bis dorthin frei durchlaufenen Spannungsdifferenz. Man kann darum weder die kinetische Energie der Ionen noch die durch ihren Stoß bewirkte Ionisierung als Funktion der örtlichen Kraft darstellen.* Variiert diese beispielsweise räumlich periodisch, wie in der geschichteten positiven Lichtsäule, so sind die Stellen maximaler Ionisierung gegen die Stellen maximaler Kraft in der Bewegungsrichtung der Ionen verschoben; *es ist ein räumlicher Gangunterschied zwischen Kraft und Ionisierung vorhanden.* Die Ionen haben ihre größte kinetische Energie nicht da, wo eine große Kraft längs einer Wegstrecke sie antreibt, sondern am Ende dieser Strecke. Es hat darum nur bei räumlicher Konstanz

---

[1]) J. J. Thomson, Ph. M. (5) **50**, 279, 1900; Stark, A. Ph. **4**, 411, 1901; **7**, 421, 1902; Ph. Z. **2**, 666, 1901.

der Kraft, wie in der ungeschichteten positiven Lichtsäule, Sinn, die Kraft mit der Ionisierung in Beziehung zu setzen.

Man hat bis in die neueste Zeit geglaubt, ein Gas werde, beispielsweise in der Funkenentladung, durch die elektrische Kraft in leitfähige Teilchen zerrissen. Dieser Glaube ist irrig. In allen bis jetzt beobachteten Fällen hat nicht die elektrische Kraft in direkter Wirkung ein neutrales Teilchen in Ionen entgegen deren wechselseitiger Anziehung zerlegt; vielmehr erfolgte die Ionisierung immer durch den Ionenstoß; die elektrische Kraft wirkt hierbei nur zu einem kleinen Teile direkt, zum größten Teil indirekt, indem sie das Ion längs eines Weges verschiebt und so kinetische Energie an ihm ansammelt.

Wenn durch direkte Wirkung des elektrischen Spannungsgefälles ein neutrales Teilchen in ein positives und ein negatives Ion zerlegt werden soll, so muß die potentielle Energie, welche das negative Ion (Elektron) und das positive innerhalb des Atoms bei ihrem größten Abstand voneinander in bezug aufeinander besitzen, mindestens kompensiert werden durch eine entgegengesetzt gleich große elektrische Spannungsdifferenz. Jener größte Abstand ist beispielsweise bei der Kohlensäure sicherlich kleiner als der Moleküldurchmesser d. Ist das Spannungsgefälle $\frac{dV}{dx}$ räumlich konstant, so muß das Produkt $\varepsilon \cdot d \cdot \frac{dV}{dx}$ oberhalb eines gewissen Minimalwertes liegen, damit durch direkte Wirkung des Spannungsgefälles Ionisierung erfolgt. Dieser Minimalwert läßt sich angenähert schätzen. Er beträgt wohl kaum weniger als 20 % der Ionisierungsspannung (Ionisierungsarbeit) des negativen Ions für das Gasinnere. Diese ist für Wasserstoff 33 Volt, für Kohlensäure nicht größer als 50 Volt. Es muß also für die Kohlensäure sein $\varepsilon \cdot d \cdot \frac{dV}{dx} \geqq \varepsilon \cdot 10$ oder da $d = 2{,}5 \cdot 10^{-8}$ cm ist, $\frac{dV}{dx} \geqq 4 \cdot 10^{8}$ Volt auf 1 cm. Betrüge demnach der Elektrodenabstand in Kohlensäure 1 cm und würde nicht durch Ionenstoß Ionisierung erfolgen, so müßte die Spannungsdifferenz der Elektroden 400 Millionen Volt betragen, damit durch die direkte Wirkung des Spannungsgefälles Ionisierung der neutralen Kohlensäureteilchen erfolgte. Gesetzt, wir könnten eine solche Spannungsdifferenz aus einer Strom-

quelle gewinnen, so würden wir sie doch nicht zwischen die Elektroden legen können, weil schon bei einer viel geringeren Spannungsdifferenz Ionisierung durch den Stoß der wenigen immer vorhandenen Ionen erfolgen und damit eine weitere Steigerung der Spannungsdifferenz unmöglich machen würde. Ähnliche und noch höhere Werte ergeben sich für andere Gase. *Wir können daher überzeugt sein, daß wir eine obzwar theoretisch mögliche, direkte Ionisierung durch die elektrische Kraft nicht in der Weise verwirklichen können, daß wir in einem Gase zwischen zwei Elektroden eine Spannungsdifferenz herstellen.*

An das Vorhergehende sei noch folgende Bemerkung geknüpft. Es bedeute λ_n die mittlere freie Weglänge des negativen Ions. Die Ionisierungsspannung des negativen Ions ΔV_{fn} oder bei räumlicher Konstanz des Gefälles die Größe $\lambda_n \cdot \frac{dV}{dx}$ ist dann für ein Gas eine charakteristische Konstante, die nur wenig abnimmt, wenn der Druck p wächst. Ferner darf man mit großer Annäherung $\lambda_n = \frac{1}{k \cdot p}$ setzen, wo k eine Konstante ist. Aus der Gleichung $\frac{dV}{dx} = \frac{1}{\lambda_n} \cdot \Delta V_{fn} = k \cdot p \cdot \Delta V_{fn}$ läßt sich dann Folgendes entnehmen. *Ein Gas erträgt ein um so größeres Spannungsgefälle, isoliert eine um so höhere Spannung, je größer bei konstanter Temperatur sein Druck ist. Das in ihm mögliche maximale Spannungsgefälle wächst mit zunehmendem Druck;* seinen größten Wert hat es dann erreicht, wenn die mittlere freie Weglänge der negativen Ionen von der Ordnung des Moleküldurchmessers geworden ist; dann nämlich erfolgt direkte Ionisierung durch das Spannungsgefälle.

5. Ionisierung durch Ionenstrahlen, speziell Kathodenstrahlen.[1]

Ionenstrahlen sind, wie weiter unten näher auseinandergesetzt ist, bewegte Ionen, welche auf Grund ihrer großen Geschwindigkeit nicht mehr der Richtung der elektrischen Kraft folgen, sondern nahezu geradlinig dahinschießend auch in Felder

[1]) Arrhenius, W. A. **32,** 545, 1887; **33,** 641, 1888; Lenard, W. A. **56,** 255, 1895; **63,** 253, 1897; Des Coudres, W. A. **62,** 143, 1897; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **66,** 330, 1898; Mc Lennan, Z. Ph. Ch. **37,** 513, 1901. — Arnold, W. A. **61,** 327, 1897; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **62,** 468, 1897.

treten, wo die elektrische Kraft Null ist. Es giebt positive und negative Ionenstrahlen. Sie unterscheiden sich durch das Vorzeichen ihrer Ladung und durch die Masse ihrer einzelnen Teilchen. Die positiven Ionenstrahlen werden auch Kanalstrahlen oder Anodenstrahlen genannt. Von den negativen Ionenstrahlen kommen hauptsächlich die Kathodenstrahlen (negative Elektronen) in Betracht; diese sind dadurch charakterisiert, daß ihre Masse sehr klein, ungefähr ein Tausendtel des Wasserstoffatoms, ihre Geschwindigkeit sehr groß ist.

Die Ionenstrahlen ionisieren das von ihnen durchlaufene Gas; sie werden dabei in diesem zerstreut und geben ihre kinetische Energie an dieses ab. *Ein Teil dieser kinetischen Energie wird bei der Ionisierung in potentielle Ionenenergie verwandelt.* Dies gilt für die positiven wie für die negativen Ionenstrahlen, insonderheit für die Kathodenstrahlen. Diese, die Kathodenstrahlen, seien hier speziell betrachtet, da über ihre ionisierende Wirkung bereits einige Untersuchungen vorliegen.

Von der Erzeugung der Kathodenstrahlen ist weiter unten (vergl. Kathodenstrahlen) näher die Rede. Hier sei zur Orientierung Folgendes vorausgeschickt. Man erhält Kathodenstrahlen, wenn man durch ein stark verdünntes Gas mit Hilfe hoher Spannung einen elektrischen Strom sendet; es gehen dann nahezu senkrecht zur Kathodenoberfläche von dieser Strahlen negativer Teilchen (Elektronen) aus und pflanzen sich auf weite Strecken fort und zwar geradlinig, soweit sie nicht durch magnetische oder elektrische Kräfte abgelenkt werden. Fallen diese primären Kathodenstrahlen auf feste Körper oder auch auf Gasmoleküle, so werden sie zum Teil diffus reflektiert; die so entstehenden sekundären Kathodenstrahlen verhalten sich qualitativ ebenso wie die primären. Kathodenstrahlen können durch sehr dünne feste Schichten wie Aluminiumfolie hindurchgehen; sie werden dabei allerdings teilweise diffus zerstreut, so daß aus der durchlaufenen Schicht ein Gemisch von primären und sekundären Kathodenstrahlen austritt. Demgemäß kann man aus einer Vakuumröhre, in der Kathodenstrahlen erzeugt werden, diese durch ein Fenster aus Aluminiumfolie heraustreten lassen, in die atmosphärische Luft oder in ein beliebiges anderes Gas.

Die Ionisierung eines Gases durch Kathodenstrahlen kann man in folgender Art nachweisen. Man bläst das von den

Strahlen durchlaufene Gas gegen eine positiv oder negativ geladene Platte, die mit einem Elektroskop verbunden ist. Oder man läßt die Kathodenstrahlen direkt auf einen geladenen Körper fallen. Dieser verliert dann rasch seine Ladung, mag sie positiv oder negativ sein. Indes bleibt im zweiten Falle eine schwache negative Ladung zurück, im ersten entwickelt sich eine solche schwache negative Ladung an Stelle der ursprünglich positiven. Dies erklärt sich daraus, daß die Kathodenstrahlen negative Ladung mit sich führen und an den getroffenen Körper abgeben. Sie kann jedoch nicht groß werden, da sie zum großen Teil sofort wieder durch das umgebende ionisierte Gas abströmt.

Über die Ionisierung durch Kathodenstrahlen hat man bis jetzt folgende allgemeine Resultate erhalten. Die Absorption von Kathodenstrahlen durch ein Gas ist begleitet von einer Ionisierung des Gases; ein Teil der absorbierten Kathodenstrahlenenergie wird dabei in potentielle Ionenenergie verwandelt. *Je stärker die Kathodenstrahlen von einem Gas absorbiert werden, desto größer ist die dadurch hervorgebrachte Ionisation des Gases. Die Absorption und damit die Ionisation ist um so größer, je größer bei konstanter Temperatur der Gasdruck ist; ferner je kleiner die Geschwindigkeit der angewandten Kathodenstrahlen ist.* Bei gleichem Druck werden verschiedene Gase durch dasselbe Kathodenstrahlenbündel verschieden stark ionisiert; einmal zerstreuen (vergl. Zerstreuung der Kathodenstrahlen) sie nämlich in verschiedenem Maße die Kathodenstrahlen, sodann ist auch die Ionenenergie in ihnen verschieden groß, und von diesen beiden Faktoren wird die Ionisierung durch die Kathodenstrahlen bestimmt.

Die durch die Kathodenstrahlen in einem Gasvolumen hervorgebrachte Ionisation läßt sich besonders bei hohen Drucken schwer bestimmen. Wegen ihrer Absorption ist nämlich ihre Energie in verschiedenen Teilen des Gasvolumens verschieden groß. Fallen die Kathodenstrahlen auf einen festen Körper, z. B. ein Metall, so wird dadurch die Ionisierung in der umgebenden Gasschicht in zweierlei Weise beeinflußt. Einmal wird ein Teil der Kathodenstrahlen in das Gas zurückgeworfen und kann es zusammen mit den einfallenden Strahlen ionisieren; zweitens ist an der Oberfläche des Metalles infolge von dessen katalytischer

Wirkung die Ionenenergie kleiner und damit die Ionisierung größer.

Die vorstehenden Ausführungen gelten sowohl für den Fall, daß die Kathodenstrahlen das Stromgebiet beispielsweise durch ein Aluminiumfenster verlassen haben oder von einer radioaktiven Substanz ausgehen, wie auch für den Fall, daß sie innerhalb einer elektrischen Strömung durch ein Gas verlaufen. Dieser zweite Fall ist in den folgenden Abschnitten eingehend betrachtet. Nur ist statt von Kathodenstrahlen von bewegten negativen Ionen die Rede, eben um auszudrücken, daß die Ionisierung durch Ionenstoß *innerhalb* der elektrischen Strömung betrachtet werden soll.

6. Ungeschichtete Innenionisierung.[1]

Findet im Innern eines Gases Ionisierung durch Ionenstoß statt, so heißt der Teil des Gases, in dem dies der Fall ist, die positive Lichtsäule. In ihr, also im Innern eines Gases, sind sowohl positive wie negative Ionen vorhanden; es kommen aber hier, wie bereits bemerkt, als Ionisatoren lediglich die negativen Ionen in Betracht, da ihre Ionisierungsspannung bedeutend kleiner ist als diejenige der positiven. Es sind zwei Arten der Ionisierung in der positiven Lichtsäule möglich, die ungeschichtete und die geschichtete Ionisierung; wir betrachten zunächst die erste.

In der ungeschichteten Ionisierung ist kein Querschnitt vor dem anderen ausgezeichnet; in einem jeden kommen negative Ionen mit allen möglichen Geschwindigkeiten vor; *in einem jeden hat darum Ionisierung statt.* Die Ionen, welche mit maximaler Geschwindigkeit in einem Querschnitt eintreffen und dann durch ihren Stoß ionisieren, sind von Querschnitten, die näher der Kathode liegen, ausgegangen und haben dann bis zu jenem Querschnitt mindestens die ganze Ionisierungsspannung ΔV_{fn} frei durchlaufen.

In der ungeschichteten positiven Lichtsäule ist die elektrische Kraft oder das Spannungsgefälle $\frac{dV}{dx}$ räumlich kon-

[1] J. J. Thomson, Ph. M. (6) 1, 368, 1901; Stark, Ph. Z. 2, 664, 1901; A. Ph. 7, 426, 1902.

stant. Bedeutet darum λ_n wieder die freie Weglänge des negativen Ions, so *muß für die ungeschichtete Ionisierung in der positiven Lichtsäule die Beziehung erfüllt sein*:

$$\lambda_n \cdot \frac{dV}{dx} \geqq \Delta V_{fn}.$$

Die Ionisierungsspannung nimmt nur wenig ab, wenn der Gasdruck zunimmt, etwas stärker nimmt sie ab mit steigender Ionisation, also mit wachsender Stromstärke. Für nicht zu große Änderungen der Ionisation kann sie mit Annäherung als konstant betrachtet werden; unter der gleichen Voraussetzung darf $\lambda_n = \frac{1}{k \cdot p}$, d. h. proportional dem Gasdruck gesetzt werden. Man erhält dann für die ungeschichtete positive Lichtsäule

$$\frac{dV}{dx} \geqq k \cdot p \cdot \Delta V_{fn}.$$

Bei der ungeschichteten Innenionisierung oder in der ungeschichteten positiven Lichtsäule muß bei einem jeden Druck das Spannungsgefälle immer über einem bestimmten Minimalwert liegen. Dieser Minimalwert ist angenähert proportional dem Gasdruck. Dies ist nun in der That der Fall. *Mit wachsender Ionisation, also mit wachsender Stromdichte wird wegen der Erniedrigung der Ionenenergie ΔV_{fn} kleiner. Das Spannungsgefälle in der ungeschichteten positiven Lichtsäule nimmt aus diesem Grunde mit wachsender Stromstärke oder Stromdichte ab.* Wegen des weiter unten besprochenen Einflusses der Gefäßwand auf die Ionisation ist hier ferner das Spannungsgefälle unter sonst gleichen Umständen um so kleiner, je größer das Verhältnis der Fläche des Querschnittes zu seinem Umfang ist.

7. Geschichtete Innenionisierung.[1]

Die geschichtete Innenionisierung hat in der geschichteten positiven Lichtsäule statt. Auch hier kommen als Ionisatoren lediglich die negativen, nicht die positiven Ionen in Betracht. Die verschiedenen Querschnitte sind nunmehr hinsichtlich der Ionisierung nicht mehr gleichwertig; vielmehr

---

[1]) Schuster, Pr. R. S. 47, 526, 1890; J. J. Thomson, Ph. M. (5) 50, 278, 1900; 1, 368, 1901; †Stark, A. Ph. 5, 110, 1901; 7, 427, 1902.

sind gewisse Querschnitte vor anderen ausgezeichnet (Fig. 17). *In dem leuchtenden Anfang einer jeden Schicht ist die Ionisierung durch den Stoß der negativen Ionen, die sich in der Richtung von der Kathode zur Anode bewegen, am stärksten, sie nimmt dann innerhalb der Schicht nach der Anode zu ab und erreicht in dem dunklen Schichtende ein Minimum, um dann im Anfang der nächsten Schicht rasch wieder zu einem Maximum zu steigen.* Damit die negativen Ionen vermöge ihrer kinetischen Energie im leuchtenden Anfange einer jeden Schicht neutrale Gasteilchen zu ionisieren vermögen, müssen sie in der vorausgehenden Schicht von dem vorausgehenden Zusammenstoß an ihre Ionisierungsspannung frei durchlaufen haben. *Da einerseits im Anfang einer jeden Schicht durch Stoß negative Ionen neu entstehen, also erst von der elektrischen Kraft in Bewegung gesetzt werden, da sie andererseits im Anfang der nächstfolgenden Schicht ihre kinetische Energie bei der Ionisierung durch ihren Stoß abgeben, so stellt die Länge einer Schicht, gemessen von ihrem leuchtenden Anfang bis zu ihrem dunklen Ende, mit Annäherung die freie Weglänge der negativen Ionen unter den gegebenen Umständen dar, und die auf der Länge einer Schicht liegende Spannungsdifferenz angenähert die Ionisierungsspannung der negativen Ionen unter den gegebenen Verhältnissen.* In den bisherigen Messungen an der geschichteten positiven Lichtsäule ist auf diese Beziehung keine Rücksicht genommen. Man kann aus ihnen nur roh angenäherte Zahlen entnehmen, nämlich als Ionisierungsspannung der negativen Ionen für Luft $\Delta V_{f_n} = 50$ Volt, für Stickstoff 45, für Wasserstoff 33 Volt. Diese Werte stellen natürlich nur obere Grenzen dar.

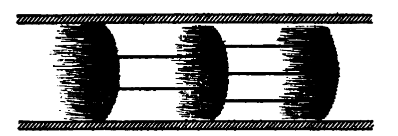


Fig. 17.

Nach dem Vorstehenden sind folgende Sätze ohne weiteres verständlich. *Im leuchtenden Anfang einer positiven Schicht ist die kinetische Energie der negativen Ionen größer als in ihrem dunklen Ende; demgemäß ist dort die Ionisierung und die aus ihr sich ergebende Ionisation, ferner die mittlere Temperatur des Gases und endlich die Stärke des von dem Stoß der hoch temperierten Ionen ausgesandten Lichtes größer als in dem dunklen*

Ende. Eine jede Schicht erhält zu der Ionisierung in ihrem Innern die negativen Ionen mit großer kinetischer Energie aus der vorangehenden Schicht und liefert selbst wieder nach der Anode zu in die nächstfolgende Schicht die negativen Ionen zur Ionisierung.

Die Lage und Form einer jeden Schicht wird bedingt durch den Weg und den Ursprung der negativen Ionen in der vorausgehenden Schicht. Eine Veränderung in der Lage der ersten Schichten (von der Kathode weg gezählt) zieht eine Veränderung in der Lage aller folgenden Schichten nach sich, nicht umgekehrt. Die Lage der ersten Schicht selbst ist bedingt durch die unmittelbar von der Kathode her aus dem negativen Glimmlicht herkommenden negativen Ionen. Aus dieser Abhängigkeit der Schichtenlage erklären sich folgende Erscheinungen.

Verschiebt[1]) man die Kathode unter Konstanthaltung der Stromstärke, so verschieben sich mit ihr die positiven Schichten, wie wenn sie fest mit ihr verbunden wären. Verschiebt man die Anode, so bleiben die Schichten unverändert fest liegen; nähert sie sich der Kathode, so verschwinden in ihr positive Schichten; entfernt man sie, so wachsen neue Schichten scheinbar aus ihr, in Wirklichkeit aus der jeweilig letzten Schicht heraus, beides, ohne daß sich die Lage und Form der übrigen Schichten ändert. Verlängert man eine Schicht, indem man einen in sie tauchenden Kohlenfaden bis zur Weißglut erhitzt, so werden alle nach der Anode zu liegenden Schichten zurückgeschoben, die vorausgehenden Schichten bleiben unverändert liegen.[2]) Taucht man eine Metallsonde in eine Schicht und verschiebt sie gegen ihren Anfang, so bleibt die Schicht erst stille stehen; sowie indes die Sonde ihren Anfang zu verlassen, die Grenze gegen die vorhergehende zu überschreiten sucht, wird die Schicht von der Sonde auf eine kurze Strecke mit vorwärtsgeschoben und mit ihr verschieben sich alle auf sie folgenden, während die ihr vorangehenden stille stehen bleiben.[3])

---

[1]) Goldstein, B. B. 1876, 292; W. A. **12**, 273, 1881.

[2]) Wesendonck, W. A. **26**, 81, 1885; † Stark, A. Ph. **3**, 236, 1900.

[3]) Graham, W. A. **64**, 71, 1898.

8. Zweifache Grenzionisierung an der Kathode.[1])

Unmittelbar an der Oberfläche einer Elektrode können innerhalb der elektrischen Strömung immer nur Ionen des einen Vorzeichens, nämlich die auf die Elektrode zuwandernden Ionen durch ihren Stoß das Gas ionisieren. Denn die von der Elektrode wegwandernden Ionen haben hier, da sie noch keine Spannungsdifferenz durchlaufen haben, noch nicht eine genügend große kinetische Energie.

Damit an der Elektrode die Ionisierung aufrecht erhalten bleibe, darf die Zufuhr an zuwandernden Ionen nicht aufhören. Diese müssen entweder aus größerer Entfernung aus dem Gasinnern von irgend einem Ionisator geliefert werden, oder sie müssen in der Nähe der Elektrode selbst wieder durch Ionenstoß erzeugt werden. Dies hat durch die von der Elektrode wegwandernden Ionen zu geschehen. Im ersten Falle hat man eine einfache Grenzionisierung, im zweiten eine zweifache. In diesem Falle liegen nämlich an der Elektrode parallel zu einander zwei Ionisierungspartieen. In der einen wirken die auf die Elektrode zuwandernden Ionen, sie liegt unmittelbar an der Elektrodenoberfläche; in der zweiten Ionisierungspartie wirken die wegwandernden Ionen, sie liegt bereits im Innern des Gases. In der ersten wird die Ionisierung durch die katalytische Wirkung des Metalles unterstützt, in der zweiten nicht mehr. Beide Ionisierungspartieen bedingen sich gegenseitig, indem sie einander Ionen zur Ionisierung liefern. Verhindert man an einer Stelle das Zustandekommen der einen, so verhindert man damit gleichzeitig auch das Entstehen des ihr entsprechenden parallelen Stückes der anderen. Für die Bewegung der Ionen unmittelbar an der Oberfläche des Metalles kommt wahrscheinlich neben dem gegebenen Spannungsabfall noch eine aus der Natur der Medien folgende elektromotorische Kontaktkraft der Ionen gegen das Metall in Betracht. Über sie wissen wir noch nichts genaues. Jedenfalls ist sie nicht sehr groß; wir dürfen sie darum vorderhand in mehreren Fällen vernachlässigen.

Wir betrachten zunächst die zweifache Grenzionisierung

---

[1]) J. J. Thomson, Ph. M. (5) **50**, 278, 1900; (6) **1**, 368, 1901; †Stark, A. Ph. **7**, 432, 1902.

an der Kathode. In diesem Falle wandern positive Ionen auf die Kathode zu, negative von ihr weg. Erfolgt nicht durch einen anderen Ionisator wie hohe Temperatur Ionisierung, sondern ausschließlich durch Ionenstoß, so stellen sich folgende Verhältnisse ein. *Unmittelbar an der Kathodenoberfläche ionisieren die positiven Ionen das Gas in der sogenannten ersten schwach leuchtenden Kathodenschicht. Parallel zu dieser im Innern des Gases, in der negativen Glimmschicht ionisieren die von der Kathode wegfliegenden negativen Ionen das Gas.* Zwischen erster Kathodenschicht und negativer Glimmschicht liegt der dunkle Kathodenraum; Fig. 18 stellt die Erscheinungen an einer drahtförmigen Kathode dar, Fig. 19 giebt einen Teil davon.

Die zwei Ionisierungspartieen, erste Kathodenschicht und negative Glimmschicht, bedingen einander, indem sie sich gegenseitig negative bezw. positive Ionen liefern zur Aufrechterhaltung der Ionisierung. Dadurch, daß das positive Ion die Strecke zwischen

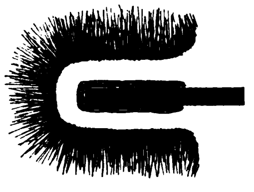


Fig. 18.

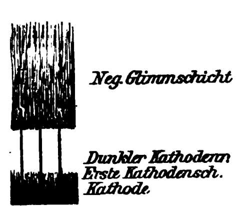


Fig. 19.

Anfang der negativen Glimmschicht und Kathode und die auf dieser Strecke liegende Spannungsdifferenz, den Kathodenfall, frei durchläuft, gewinnt es eine genügend große kinetische Energie zur Ionisierung der neutralen Gasteilchen an der Kathodenoberfläche. *Der kleinste Wert des Kathodenfalls, der normale Kathodenfall, ist die Ionierungsspannung des positiven Ions für das betreffende Gas gegen das betreffende Metall.* Diese Ionisierungsspannung ist natürlich für dasselbe Gas von Metall zu Metall verschieden infolge dessen katalytischer Wirkung. Die Strecke zwischen Anfang der negativen Glimmschicht und der Kathode, *die Dicke des Kathodendunkelraumes, ist mit Annäherung gleich der mittleren freien Weglänge des positiven Ions unter den gegebenen Verhältnissen*

Wie weiter unten dargelegt werden wird, ist wie allgemein so auch an der Kathode in dem betrachteten Fall die freie

Weglänge des negativen Ions im Gas größer als diejenige des positiven. Also wird die Strecke zwischen Kathode und negativer Glimmschicht zum größten Teile auch von den negativen Ionen frei durchlaufen; die auf dieser Strecke liegende Spannungsdifferenz, die Ionisierungsspannung der positiven Ionen, genügt darum für sie längst, um sie zur Ionisierung des Gases in der negativen Glimmschicht zu befähigen. Da ihre Ionisierungsspannung nicht über 50 Volt beträgt, da sie aber selbst im normalen Kathodenfall 200—400 Volt durchlaufen, so besitzen sie in der negativen Glimmschicht eine so große kinetische Energie, daß schon ein einziges negatives Ion mehrere neutrale Teilchen ionisieren kann. *Die von ihnen bewirkte Ionisation ist darum in der negativen Glimmschicht sehr groß und ausgedehnt, viel größer als diejenige in der ersten Kathodenschicht.*

Die nachstehende Tabelle giebt Ionisierungsspannungen (normalen Kathodenfall in Volt) des positiven Ions (vergl. Kathodenfall).

Metall	Platin	Magnesium
Wasserstoff	298	168
Stickstoff	232	207

Verhindert man, wie bereits bemerkt wurde, das Zustandekommen eines Teiles einer der zwei einander bedingenden Ionisierungspartieen, so kann auch der ihr entsprechende parallele Teil der anderen Ionisierungspartie nicht bestehen. Hieraus erklärt sich folgende Erscheinung.[1]) Bringt man in den dunklen Kathodenraum zwischen Glimmschicht und erste Kathodenschicht einen festen Körper, etwa einen Stift, so wirft dieser auf die Kathode in die leuchtende Kathodenschicht und in die negative Glimmschicht einen Schatten. Von dieser schirmt er nämlich die negativen, von jener die positiven Ionen ab und verhindert so in den Schattengebieten die Ionisierung. In gleicher Weise kann sich die Gefäßwand zwischen Glimmschicht und Kathode schieben und so das Zustandekommen eines Teiles der ersten Kathodenschicht verhindern (vergl. unten Art und Elektrodenspannung des Glimmstromes).

[1]) Wehnelt, W. A. 67, 421, 1899.

9. Zweifache Grenzionisierung an der Anode.[1]

Die zweifache Grenzionisierung an der Anode ist durchaus analog der zweifachen Grenzionisierung an der Kathode. Es sind wieder zwei einander bedingende Ionisierungspartieen vorhanden; die eine liegt wieder unmittelbar an der Elektrodenoberfläche, die andere parallel zu ihr im Innern des Gases. Aber hier wirken nunmehr die positiven, unmittelbar an der Metallfläche die negativen Ionen. *Die Spannungsdifferenz zwischen der Anode und der im Gase liegenden Ionisierungspartie ist in ihrem kleinsten Betrag wiederum die Ionisierungsspannung der positiven Ionen, aber nicht mehr gegen ein Metall, sondern gegen das Gasinnere.* Da sie nicht durch die katalytische Wirkung des Metalls erniedrigt wird, so ist sie größer als die Ionisierungsspannung der positiven Ionen für dasselbe Gas gegen ein Metall. Beispielsweise für Luft gegen Platin beträgt die Ionisierungsspannung der positiven Ionen 350 Volt, gegen das Luftinnere 530 Volt (vergl. Anodenfall und Elektrodenspannung des Spitzenstromes). Die negativen Ionen, die ebenfalls diese Spannungsdifferenz frei durchlaufen, gewinnen dadurch natürlich eine viel größere kinetische Energie als sie eigentlich benötigen, zumal sie hier an der Oberfläche des Anodenmetalls durch dessen katalytische Wirkung unterstützt werden.

Die zweifache Grenzionisierung an der Anode ist nur dann möglich, wenn nicht aus dem Gasinnern, etwa von der positiven Lichtsäule oder von der Kathode her, negative Ionen an die Anode geliefert werden, wenn eben die von der Anode ausgehenden Ionen gezwungen sind, zur Aufrechterhaltung der Ionisierung die negativen Ionen durch ihren Stoß selbst zu liefern. Im entgegengesetzten Falle findet nur einfache Grenzionisierung an der Anode statt. Um demgemäß die zweifache Ionisierung zu erhalten, hat man eine besondere Versuchsanordnung anzuwenden. Man muß das Zustandekommen der beträchtlich weniger Spannungsdifferenz erfordernden zweifachen Grenzionisierung an der Kathode verhindern, indem man die Entstehung eines großen Spannungsabfalles an der Kathode erschwert, an der Anode erleichtert. Dieses erreicht man dadurch, daß man als Anode eine scharfe Spitze nimmt, als Kathode

[1]) Stark, A. Ph. 7, 435, 1902.

eine Platte (vergl. Spitzenstrom). Aber auch mit dieser Anordnung ist die zweifache Grenzionisierung nur bis etwa 10 mm Gasdruck herab zu erhalten. Bei noch kleineren Gasdrucken tritt zweifache Grenzionisierung an der Kathode ein, liefert nach der Anode negative Ionen und macht damit hier die größere Spannung erfordernde zweifache Grenzionisierung überflüssig; es findet dann hier, wenn überhaupt, nur mehr die sehr wenig Spannung verzehrende einfache Grenzionisierung der negativen Ionen gegen das Anodenmetall statt.

10. Einfache Grenzionisierung an der Anode.[1]

Wie bereits im Vorstehenden bemerkt wurde, tritt die einfache Grenzionisierung durch die negativen Ionen an der Anode dann ein, wenn aus dem Gasinnern, sei es von der positiven Lichtsäule oder der negativen Glimmschicht her, sei es durch die Wirkung eines sekundären Ionisators wie der Röntgenstrahlen, negative Ionen an die Anode geliefert werden und wenn gleichzeitig der Spannungsabfall an der Anode genügend groß ist, um den negativen Ionen an ihr die nötige kinetische Energie zu verleihen. Diese zweite Bedingung ist aber leicht zu erfüllen, da die Ionisierungsspannung der negativen Ionen schon im Gasinnern klein ist und infolge der katalytischen Wirkung des Anodenmetalles an diesem noch kleiner wird. Für Luft beträgt sie gegen Messing ungefähr 10—20 Volt. Sie kann nicht gleich dem Anodenfall gesetzt werden, da dieser zum größeren Teile durch eine elektromotorische Kraft (vergl. elektromotorische Kraft) in der Grenzschicht des Gases gegen die Anode bedingt wird. Dagegen kann ihre Größe mit Annäherung auf folgende Weise[2]) bestimmt werden.

$P_1 P_1$ und $P_2 P_2$ (Fig. 20) seien zwei Metallplatten; das Gas zwischen ihnen soll verdünnt werden können; durch Röntgenstrahlen, welche durch das Aluminiumfenster AA eindringen, soll es ionisiert werden können. $P_1 P_1$ sei mit dem Pol einer Batterie verbunden, $P_2 P_2$ mit einem Quadrantelektrometer.

---

[1]) J. J. Thomson, Ph. M. (6) 1, 368, 1901; † Stark, A. Ph. 7, 436, 1902.

[2]) † Townsend, Nat. 1900, 340; Ph. M. (6) 1, 198, 1901; † Townsend u. Kirkby, Ph. M. (6) 1, 630, 1901.

Es soll der Zusammenhang zwischen der Spannungsdifferenz und der Stromstärke zwischen den Elektroden festgestellt werden; zu diesem Zweck sei in folgender Weise verfahren. Während die Röntgenstrahlen noch nicht wirken, werde $P_2 P_2$ und das Elektrometer zur Erde abgeleitet, $P_1 P_1$ auf eine gewisse Spannung V gebracht und dann werde $P_2 P_2$ und das Elektrometer wieder isoliert. Darauf sollen 10 Sekunden lang die Röntgenstrahlen wirken, dann sollen sie abgeschnitten werden. Solange sie wirken, bewegt sich die Elektrometernadel, nach dem Aufhören der Röntgenstrahlung steht sie sofort wieder still; aus dem Ausschlag, den sie bis dahin angenommen hat, und aus

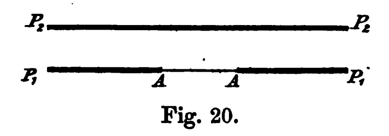


Fig. 20.

der Kapazität des Systems läßt sich die mittlere Stromstärke zwischen den Platten in jenen 10 Sekunden berechnen. Man erhält nun auf diese Weise folgendes Resultat über den Zusammenhang zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung. Ausgehend von kleiner Elektrodenspannung wächst mit dieser erst die Stromstärke und wird dann so gut wie konstant. In diesen *zwei ersten Phasen wird die Ionisation lediglich durch die Röntgenstrahlen* gegeben. In der Phase der Konstanz (Sättigungsstrom, vergl. S. 44) führt die Strömung in der Zeiteinheit gerade soviele Ionen aus dem Gase an die Elektroden weg, als von den Röntgenstrahlen in der Zeiteinheit erzeugt werden. Steigert man die Elektrodenspannung weiter, so beobachtet man eine *dritte Phase*; die Stromstärke beginnt nämlich wieder mit zunehmender Elektrodenspannung zu wachsen. Diese Beziehung ist aus den zwei nachstehenden Figuren 21 und 22 (nach Townsend) zu ersehen. In ihnen ist als Abscisse nicht die Elektrodenspannung selbst, sondern das mittlere Spannungsgefälle zwischen den Platten eingetragen, auch ist die erste Phase, die Beziehung zwischen Stromstärke und kleinen Elektrodenspannungen, nicht eingetragen. Wohl aber ist die Phase der Konstanz der Stromsträrke deutlich zu erkennen.

Die dritte Phase, das Zunehmen der Stromstärke bei weiter wachsender Eelektrodenspannung, ist nur dadurch möglich, daß

neben den Röntgenstrahlen noch ein weiterer Ionisator in Wirksamkeit tritt und der Strömung Ionen liefert. Dieser ist *der Stoß der im elektrischen Strome bewegten negativen Ionen,* und zwar wirken nur diese, nicht auch die positiven als Ionisatoren. Denn die Strömung erlischt sofort nach Unterbrechung der

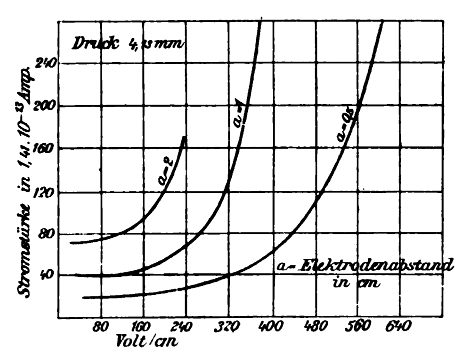


Fig. 21.

Röntgenstrahlung. Indem nämlich die ionisierenden negativen Ionen nach der Anode wandern, ionisieren sie wohl das Gas vor sich, aber sie lassen dasjenige hinter sich frei von Ionen

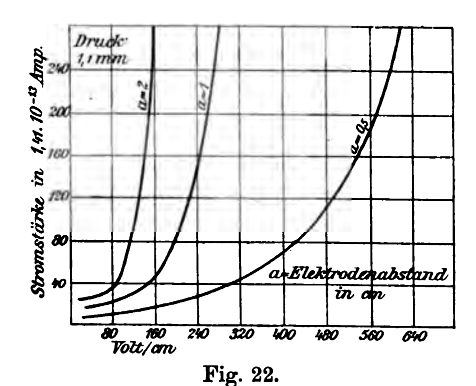


Fig. 22.

des gleichen Vorzeichens zurück und die hier wandernden positiven Ionen vermögen das Gas mit ihrer noch unzureichenden kinetischen Energie nicht zu ionisieren; es hat darum die elektrische Strömung nach Unterbrechung der Röntgenstrahlung bald die ionisierenden negativen Ionen aufgezehrt und muß darum erlöschen.

Die Elektrodenspannung, bei der die Stromstärke wieder zu wachsen anfängt, ist nun bei geeigneter Versuchsanordnung das Minimum von Spannungsdifferenz, welches die negativen Ionen frei durchlaufen müssen, um die zur Ionisierung notwendige kinetische Energie zu erlangen. Sie haben aber die ganze Elektrodenspannung dann frei durchlaufen, wenn sie von der Kathode ausgehen und bis an die Oberfläche der Anode vordringen. Die durch ihren Stoß hervorgebrachte Ionisierung erfolgt dann hier in der Grenzfläche des Gases gegen das Anodenmetall. Die von Townsend allerdings wahrscheinlich zu klein erhaltenen Minimalspannungen für Ionisierung sind demnach Ionisierungsspannungen der negativen Ionen gegen ein Metall.

Bemerkt sei zum Schlusse noch folgendes. Die einfache Grenzionisierung an der Anode ist bei stärkeren Strömen in der Regel von einer Lichtentwickelung in der unmittelbar an der Anode liegenden Gasschicht begleitet. Diese Lichtentwickelung verdankt ihren Ursprung dem Stoß der hoch temperierten negativen Ionen, welche gegen die Anode zu auf kurzer Strecke eine Spannungsdifferenz von 10—40 Volt frei durchlaufen. Schirmt man diese ionisierenden negativen Ionen von einem Teile der Anode etwa durch einen ihr sehr nahe gerückten Stift ab, so wird dieser Teil von Ionisierung und Licht entblößt; der Stift wirft einen Schatten auf die Anode.[1]

IV. Ionisierung durch ultraviolettes Licht.[2]

1. Allgemeines.

Eine Lichtwelle führt als Welle elektromagnetischer Energie in einem isotropen Medium in der Richtung der Wellennormale Energie mit sich fort; in ihr schwingen senkrecht zu einander mit einem Gangunterschied von einer halben Wellenlänge die magnetische und die elektrische Kraft. Kommt sie an einem Ionenpaar in einem Neutralverband an, so treibt sie innerhalb des Neutralverbandes die Ionen (Elektronen) auseinander und ist die

[1]) Skinner, Ph. M. (5) **50**, 572, 1900.

[2]) Arrhenius, W. A. **33**, 638, 1888; Branly, C. R. **110**, 751, 898, 1890; **120**, 829, 1895; †Lenard, A. Ph. **1**, 486, 1900; **3**, 298, 1900.

Differenz elektrischer Energie, die von ihr auf den Neutralverband entfällt, größer als die Ionenenergie, so kann Ionisierung des Neutralverbandes erfolgen. Indes ist bei der Größe der Ionenenergie unwahrscheinlich, daß die Energie einer einzigen Wellenlänge bereits zur Leistung der Ionisierungsarbeit ausreicht. Die Ionisierung eines Gasteilchens wird wahrscheinlich in folgender Weise sich vollziehen.

Besitzt ein negatives Ion (Elektron) innerhalb eines neutralen Gasteilchens die gleiche Schwingungszahl wie die einfallenden Lichtstrahlen, so wird es durch diese zu intensiven Eigenschwingungen erregt; indem es resoniert und absorbiert, sammelt es in sich die Energie einer Reihe von einfallenden Wellenlängen an, es wächst mit der absorbierten Energie rasch sein maximaler Abstand von der Ruhelage und kann schließlich so groß werden, daß ein Zerfall der im Gasteilchen gebundenen Ionen und somit Ionisierung eintritt. *Bei der Ionisierung durch Lichtstrahlen ist also Resonanz und selektive Absorption notwendig. Wenigstens ein Teil der absorbierten Lichtenergie wird hierbei in Form von potentieller Ionenenergie latent;* zuerst wird Schwingungsenergie des Äthers in Schwingungsenergie der gebundenen Ionen (Elektronen) verwandelt und diese dann in die Ionenenergie.

Es zeigt sich nun, daß ultraviolettes Licht von sehr großer Brechbarkeit ein Gas zu ionisieren vermag. Wie zu erwarten ist, wird ultraviolettes Licht von einem Gase absorbiert, indem es dasselbe ionisiert. *Die Absorption ist um so stärker, je größer die bewirkte Ionisation ist.* Doch ist nicht immer umgekehrt die Absorption mit einer entsprechend großen Ionisierung verbunden; denn ein Gasteilchen kann durch Lichtabsorption eine Vergrößerung der Schwingungsenergie der in ihm gebundenen Ionen erfahren, ohne daß diese durch Ionisierung frei werden. Ohne weiteres ist zu verstehen, daß *die Absorption von ultraviolettem Lichte in einem Gase und die dadurch bewirkte Ionisierung proportional dem Drucke ist.*

2. Nachweis der Ionisierung.

Die ultravioletten Lichtstrahlen vermögen im Innern eines Gases auch bei Abwesenheit eines nicht gasförmigen Körpers ionisierend zu wirken. Von dieser Wirkung ist eine andere

Wirkung des Lichtes, speziell des ultravioletten, nämlich die *lichtelektrische Zerstreuung* wohl zu unterscheiden. Diese besteht in einer Elektrisierung eines Gases an einem Fremdkörper und ist weiter unten eingehend besprochen. Die lichtelektrische Zerstreuung macht aus der Grenzfläche eines für das angewandte Licht empfindlichen Fremdkörpers, beispielsweise eines Metalles, negative Ionen in das umgebende Gas frei, nicht positive Ionen, entlädt also wohl negativ, aber nicht positiv geladene Körper.

Zum reinlichen Nachweis der Ionisierung eines Gases durch ultraviolettes Licht hat man die lichtelektrische Zerstreuung zu berücksichtigen, eventuell auszuschließen. Als Lichtquelle verwendet man einen Funken zwischen Aluminiumpolen; diese nimmt man drahtförmig und giebt ihnen einen Abstand von einigen Millimetern. Die Funkenstrecke speist man mit einem größeren Induktorium; um intensive Funken zu erhalten, schaltet man zur Funkenstrecke eine oder mehrere Leydener Flaschen parallel. Funkenstrecken samt Induktorium und Zubehör bringt man in einen Blechkasten; dieser habe ein kleines Quarzplattenfenster, durch welches das Licht des Funkens austreten kann. Man bringt die Funkenstrecke dem Quarzfenster bis auf einen Centimeter nahe.

Bringt man in den Gang der Lichtstrahlen, etwa 3 cm von dem Quarzfenster entfernt, einen positiv oder negativ geladenen Leiter, so verliert er rasch seine Ladung, da nunmehr im Gase selbst positive und negative Ionen erzeugt werden. Stellt man in größerer Entfernung (50 cm) einen Leiter auf, so verliert er durch die jetzt allein wirksame lichtelektrische Zerstreuung nur mehr eine negative Ladung, wenn er überhaupt lichtelektrisch empfindlich ist. Wenn er unempfindlich ist oder man ihn unempfindlich macht, indem man ihn mit einer Schicht Wasser oder Seifenlösung bedeckt, so verliert er eine negative Ladung durch Bestrahlung ebensowenig wie eine positive. Nähert man ihn jedoch in unempfindlichem Zustand bis auf kleinen Abstand dem Quarzfenster, so verliert er allein durch Ionisierung wieder schnell seine Ladung, mag sie positiv oder negativ sein.

Eine zweite Art, die Ionisierung eines Gases durch ultraviolettes Licht nachzuweisen, besteht in Folgendem. Das Quarzfenster, hinter dem sich die Funkenstrecke befindet, ist auf eine Glasröhre gesetzt; diese wird axial von dem ultravioletten Licht-

bündel durchsetzt. An ihren beiden Enden besitzt die Röhre seitliche Ansatzröhrchen. Durch das Röhrchen in der Nähe des Quarzfensters kann Luft abgesaugt, durch das Röhrchen am anderen Ende zugeleitet werden. Das Absaugröhrchen ist ein zur Erde abgeleitetes Metallrohr; isoliert von ihm und axial in ihm befindet sich ein Leiterdraht, der geladen und mit einem Elektroskop verbunden ist; er kann von ultravioletten Lichtstrahlen nicht getroffen werden. Ruht das Gas in der Röhre, während es ultraviolett durchstrahlt wird, so zeigt das Elektroskop nur eine geringe Abnahme der Ladung; wird dagegen das ultraviolett durchstrahlte Gas an dem Draht vorbei abgesaugt, so verliert dieser eine positive und eine negative Ladung ziemlich rasch. Das ultraviolett ionisierte Gas behält nämlich seine Ionisation einige Zeit bei und stellt zwischen Draht und Metallröhre Leitung her.

Endlich läßt sich die Ionisierung durch ultraviolettes Licht in folgender Weise zeigen. Man läßt das ultraviolette Lichtbündel in unmittelbarer Nähe des Quarzfensters zwischen zwei Metallplatten hindurchgehen, ohne daß diese von Strahlen getroffen werden. Erteilt man dann den Platten entgegengesetzte Ladungen, so geht, solange ultraviolettes Licht wirkt, zwischen ihnen durch das Gas ein elektrischer Strom über. Erteilt man nur der einen Platte Ladung und leitet die andere zur Erde ab, so beobachtet man einen bedeutenden Unterschied in dem Verhalten von positiver und negativer Elektrizität; eine positive Ladung der Platte wird schnell, eine negative langsam neutralisiert. Die negativen Ionen bewegen sich nämlich, wie weiter unten dargelegt ist, beträchtlich schneller als die positiven aus dem Lichtbündel heraus nach der geladenen Platte hin.

3. Wirksame Strahlen und verschiedene Gase.

Das Experiment lehrt, daß nur solche Strahlen ein Gas zu ionisieren vermögen, welche von ihm absorbiert werden. Durch ein Lichtbündel, das von dem Funken in der auf S. 76 beschriebenen Versuchsanordnung kommt, möge eine Gaspartie ionisiert werden. Die Ionisierung erlischt, wenn man das Bündel zuvor durch eine längere Schicht des gleichen Gases gehen läßt. Luft wird durch Strahlen ionisiert, welche dem äußersten

Ultraviolett angehören. Mittels einer sie nicht absorbierenden Linse aus Quarz oder Flußspat läßt sich aus der Brennweite ihre Wellenlänge bestimmen, sie liegt zwischen 0,00016 und 0,00019 mm, für Wasserstoff liegen die wirksamen Strahlen zwischen 0,00014 und 0,00019 mm.

In der nachstehenden Tabelle (nach Lenard) ist die Ionisierung durch Aluminium-Funkenlicht für verschiedene Gase in einer willkürlichen Einheit gegeben.

Gas	Ionisierung
Kohlensäure . .	8,0
Luft	5,8
Sauerstoff . . .	3,9
Leuchtgas . . .	3,6
Wasserstoff . .	3,7

Hierzu ist zu bemerken, daß Leuchtgas das Licht stark absorbiert und doch wenig ionisiert wird; Wasserstoff wird wenig ionisiert, absorbiert aber auch wenig.

4. Ionisierung in einer leuchtenden Strömung und durch die Sonnenstrahlung.

Eine elektrische Strömung durch ein Gas ist häufig mit einem Leuchten der durchströmten Gaspartieen verbunden, so vor allem der Glimmstrom; in diesem leuchtet die positive Lichtsäule und insbesondere die negative Glimmschicht. Hierbei werden auch ultraviolette Strahlen ausgesandt. Diese bringen in der Strombahn selbst Ionisierung hervor und zwar wirken sie in zweierlei Weise.

Einmal ionisieren die ultravioletten Strahlen das Gas, besonders da, wo sie selbst entwickelt werden und darum noch intensiv sind; die negative Glimmschicht verdankt einen Teil ihrer Ionisation den ultravioletten Strahlen des eigenen Lichtes. Sodann bewirken die Strahlen der leuchtenden Partieen an der Oberfläche der Kathode lichtelektrische Zerstreuung. In der Nähe der Kathode werden demgemäß nicht nur aus dem Gase selbst, sondern auch aus dem Kathodenmetall negative Ionen gewonnen.

Die Gase und Dämpfe, die in der Atmosphäre der Sonne glühen, strahlen reichlich ultraviolettes Licht aus. Das ultraviolette Sonnenlicht kommt zum geringsten Teil bis an die feste Oberfläche der Erde, es wird bereits in den obersten Schichten ihrer Atmosphäre absorbiert. Seine Absorption ist aber mit einer Ionisierung der Luft verbunden. Hieraus ergiebt sich eine wichtige Eigenschaft der höheren Regionen der Erdatmosphäre. Die bestrahlte Seite der Erdatmosphäre ist in ihren höheren Schichten beständig ionisiert.

V. Ionisierung durch Röntgenstrahlen.

1. Allgemeines.[1])

Über die wahrscheinliche Natur der Röntgenstrahlen ist weiter unten die Rede. Ohne Kenntnis derselben ist es nicht möglich, spezielle Angaben über den Mechanismus der Ionisierung durch Röntgenstrahlen zu machen. Nur Folgendes können wir uns hier klar machen.

Die Röntgenstrahlen führen in der Richtung ihrer Fortpflanzung Energie mit sich fort. Wenn sie neutrale Gasteilchen ionisieren, so wird ein Teil ihrer Energie in potentielle Ionenenergie verwandelt und damit vom Gase absorbiert. *Die Ionisierung eines Gases durch Röntgenstrahlen ist darum immer begleitet von einer teilweisen Absorption derselben durch das Gas*; *die Ionisierung ist um so stärker, je größer die Absorption ist.*

Über die Röntgenstrahlen sei im voraus bemerkt, daß es verschiedene Arten derselben giebt. Sie unterscheiden sich durch den Grad ihrer Absorbierbarkeit durch denselben Körper. Je stärker eine Röntgenstrahlenart absorbiert wird, ein desto kräftigerer Ionisator ist sie. Röntgenstrahlen sind um so weniger absorbierbar, je größer die Elektrodenspannung war, bei der sie im Röntgenrohr erzeugt wurden. Verschiedene Röntgenröhren liefern im allgemeinen verschiedenartige Röntgenstrahlen; das von einer und derselben Röhre ausgegebene

---

[1]) Rutherford u. Mc Clung, Pr. R. S. 67, 245, 1900; Ph. Z. 2, 53, 1900.

Röntgenstrahlenbüschel ist in der Regel, entsprechend den Partialentladungen, aus verschiedenen Strahlengattungen zusammengesetzt.

Als Ionisatoren haben die Röntgenstrahlen wie die durch Funken erzeugten ultravioletten Lichtstrahlen den Nachteil, daß sie nicht ununterbrochen wirken und darum nicht eine stationäre, sondern eine periodisch variable Ionisation hervorbringen.

2. Nachweis der Ionisierung.[1])

Benützt man Röntgenstrahlen als Ionisator, so hat man allgemein folgende Vorsichtsmaßregel anzuwenden. Um elektrische Einwirkungen des Induktoriums und Röntgenrohres auf das Versuchsfeld zu vermeiden, hat man diese beiden in einen Metallblechkasten einzuschließen; die Strahlen läßt man aus diesem durch ein Fenster von dünnem Aluminiumblech in den Versuchsraum treten.

Fallen Röntgenstrahlen auf irgend welche Körper, speziell auf Metalle, so senden diese selbst wieder Strahlen aus, die Sekundärstrahlen, welche verschieden sind von den einfallenden Strahlen und das umgebende Gas ebenfalls zu ionisieren vermögen. Zu einem reinen Nachweis der Ionisierung durch

---

[1]) † Röntgen, Würzb. Ber. 1895, 137; 1896, 11; B. B. 1897, 576; W. A. **64**, 1, 12, 18, 1899; † Righi, C. R. **122**, 376, 601, 1896; Rend. Linc. **5**, 342, 1896; Mem. Bol. (5) **5**, 723, 1896; Villari, C. R. **123**, 107, 418, 446, 598, 1896; **125**, 167, 1897; Rend. Nap. **2**, 157, 1896; N. C. (4) **6**, 113, 1897; Piltschikoff, C. R. **122**, 839, 1896; Battelli u. Garbasso, N. C. (4) **3**, 321, 1896; Wehnelt, Naturw. R. **11**, 672, 1896; Sella u. Maiorana, Rend. Linc. (5) **5**, 323, 389, 1896; Braun, W. A. **59**, 688, 1896; J. J. Thomson, Pr. R. S. **59**, 274, 1896; Pr. Cambr. S. **10**, 10, 1898; J. J. Thomson u. Mc Clelland, Pr. Cambr. S. **9**, 126, 1896; † J. J. Thomson u. Rutherford, Ph. M. (5) **42**, 392, 1896; † Perrin, C. R. **122**, 351, 1896; J. Ph. (3) **5**, 350, 1896; **6**, 425, 1897; A. Ch. Ph. (7) **11**, 496, 1897; Ecl. El. (4) **10**, 481, 1897; Benoist, C. R. **124**, 146, 1897; Campetti, Rend. Linc. (5) **6**, 43, 1897; Child, Ph. R. **5**, 193, 285, 1897; W. A. **65**, 152, 1898; † Rutherford, Ph. M. (5) **43**, 241, 1897; Beattie u. Smoluchowski de Smolan, Ph. M. (4) **43**, 418, 1897; † Winkelmann, W. A. **66**, 1, 1898; Starke, W. A. **66**, 1009, 1898; Guggenheimer, Arch. Gen. (4) **5**, 222, 1898; V. D. Ph. G. **1**, 272, 1899; Hillers, W. A. **68**, 196, 1899.

Röntgenstrahlen hat man diese Sekundärwirkung auszuschließen in folgender Weise.

Man läßt durch ein Diaphragma in einer Bleiplatte ein Röntgenstrahlenbündel in ein Gas treten; das von ihm durchlaufene Gas bläst oder saugt man gegen einen geladenen Leiter, der mit einem Elektrometer verbunden ist. Dieses zeigt dann eine rasche Abnahme der positiven oder negativen Ladung an. Oder man bringt das im Gase verlaufende Röntgenstrahlenbündel zwischen zwei Metallplatten, aber so, daß diese nicht selbst von den Strahlen getroffen werden. Die eine von ihnen leitet man zur Erde ab, die andere verbindet man mit einem Elektrometer und lädt sie. Sowie dann die Röntgenstrahlen wirken, geht die Elektrometernadel in ihre Ruhelage zurück. Man kann auch ein geladenes Elektroskop in den Schatten einer Bleiplatte stellen und an deren Rand Röntgenstrahlen vorbeistreifen lassen. Das Elektroskop verliert dann seine Ladung. Diese Erscheinung erklärt sich nicht etwa aus einer Beugung der Röntgenstrahlen, sondern in folgender Weise. Von dem geladenen Elektroskop gehen Kraftlinien aus in das benachbarte durch die Strahlung ionisierte Gas und ziehen aus diesem entgegengesetzt geladene Ionen an das Elektroskop heran.

3. Abhängigkeit der Ionisierung.

Der Grad der Ionisierung eines Gases durch Röntgenstrahlen hängt, wie bereits gesagt, ab von der Art der Röntgenstrahlen. *Eine bestimmte Art ionisiert ein Gas um so stärker, je größer ihre Intensität ist.*

Die Ionisation, welche in einem bestimmten Gase durch eine Röntgenstrahlenart hervorgebracht wird, *ist proportional dem Druck des Gases.* Verschiedene Gase werden von demselben Röntgenstrahlenbündel verschieden stark ionisiert. Bestimmt man für ein Gas den Absorptionskoëffizienten für Röntgenstrahlen, so soll man mit homogenen Strahlen arbeiten; der gefundene Wert gilt dann nur für die bestimmte Strahlenart. In der nachstehenden Tabelle (nach Rutherford) ist für verschiedene Gase der Absorptionskoëffizient $\varkappa$ (nach der

Formel $I = k \cdot e^{-\varkappa \cdot d}$) von Röntgenstrahlen und die von ihnen hervorgebrachte Ionisation bezogen auf Luft angegeben.

	Absorptions-koëffizient	Ionisation
Wasserstoff	klein	0,5
Luft	0,001	1
Sauerstoff	ungefähr 0,001	1,2
Stickstoff	„	0,9
Kohlensäure . . .	„	1,2
Schwefeldioxyd . .	0,0025	4
Schwefelwasserstoff .	0,0037	6
Chlorwasserstoff . .	0,0065	11
Chlor	0,0095	18

4. Sekundärstrahlung.[1])

Fallen Röntgenstrahlen auf einen Körper oder durchlaufen sie einen Körper, so regen sie diesen zur Aussendung neuer Strahlen an, und zwar gehen diese nicht bloß von der Oberfläche des Körpers aus, sondern auch von seinen inneren, von einfallenden Strahlen getroffenen Teilen.

Die Natur der durch Röntgenstrahlen erregten Sekundärstrahlen ist noch nicht genügend aufgeklärt. Sie mögen zum Teil selbst wieder Röntgen-, zum Teil ultraviolette Strahlen sein. Auch sind bereits Kathodenstrahlen unter ihnen nachgewiesen worden, nämlich Strahlen, welche eine negative Ladung mit sich führen und magnetisch ablenkbar sind.

Die Sekundärstrahlen sind im allgemeinen viel stärker absorbierbar als die einfallenden Röntgenstrahlen. Sie werden daher

---

[1]) †Röntgen, Würzb. Ber. 1895, 137; 1896, 11; B. B. 1897, 576; W. A. **64,** 18, 1898; Benoist u. Hurmuzescu, C. R. **122,** 779, 926, 1896; †Sagnac, C. R. **125,** 168, 230, 942, 1897; **126,** 36, 467, 521, 887, 1898; **127,** 46, 1898; **128,** 300, 546, 1899; Ecl. El. (5) **14,** 466, 509, 547, 1898; **18,** 64, 1899; J. Ph. **8,** 65, 1899; Hurmuzescu, Ecl. El. (5) **15,** 166, 1898; **16,** 314, 1898; C. R. **12,** 422, 1899; Perrin, C. R. **126,** 243, 1898; Child, W. A. **65,** 152, 1898; Townsend, Pr. Cambr. S. **10,** 217, 1900; Dorn, Arch. Néerl. (2) **5,** 595, 1900; P. Curie u. Sagnac, C. R. **130,** 1013, 1900.

schon in einer dünnen Gasschicht stark geschwächt und sind darum aber auch stärkere Ionisatoren als die primären Röntgenstrahlen.

Nicht bloß feste und flüssige Körper senden nach allen Seiten Sekundärstrahlen aus, wenn Röntgenstrahlen in sie eindringen, sondern auch Gase, indem sie so die einfallenden Strahlen scheinbar nach allen Richtungen zerstreuen. Doch ist die Sekundärstrahlung der Gase begreiflicherweise schwach, am stärksten ist diejenige der Metalle und zwar im allgemeinen um so stärker, je größer das Atomgewicht ist; Platin beispielsweise giebt eine viel stärkere Sekundärstrahlung aus als Aluminium.

Zum Nachweis der Ionisierung eines Gases durch Sekundärstrahlen, welche von einem Metall ausgesandt werden, kann man sich der in Fig. 23 angegebenen Versuchsanordnung bedienen. In *R* ist die Röntgenröhre, *M* ist eine von ihren Strahlen getroffene Metallplatte, *W* eine dicke schirmende Metallwand, *K* ist ein Metallblechkäfig, der ein Fenster *A* aus Aluminiumfolie hat, er selbst ist zur Erde abgeleitet, in ihm steht ein geladenes Elektroskop *E*. Dieses verliert langsam seine Ladung, sowie an *M* Sekundärstrahlung erregt wird.

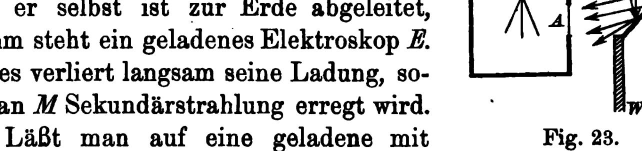


Fig. 23.

Läßt man auf eine geladene mit einem Elektrometer verbundene Metallplatte Röntgenstrahlen direkt auffallen, so erfolgt der Verlust der Ladung rasch, viel rascher, als wenn die Röntgenstrahlen nur an der Metallplatte vorbeistreifen, ohne sie zu berühren. In diesem Falle wirken nur die primären Röntgenstrahlen, in jenem tritt zu deren Wirkung noch diejenige der Sekundärstrahlen, welche von der Metallfläche ausgesandt werden. *Und zwar verliert unter gleichen Umständen eine Metallplatte durch auffallende Röntgenstrahlen um so rascher ihre Ladung, je größer das Atomgewicht des Metalles ist; so eine Platinplatte schneller als eine Aluminiumplatte.*

Es ist zu vermuten, daß auch bei der Ionisierung eines Gases durch Röntgenstrahlen an der Oberfläche eines Metalles dessen katalytische Wirkung eine Rolle spielt.

6*

VI. Ionisierung durch Becquerelstrahlen.

1. Die radioaktiven Substanzen.

Die Becquerelstrahlen, genannt nach ihrem Entdecker, sind Strahlen, welche ohne künstliche Energiezufuhr von gewissen Substanzen ausgehen, dem Auge unsichtbar sind, aber eine photographische Platte zu schwärzen und ein Gas zu ionisieren vermögen. Über ihre Natur ist weiter unten die Rede.

Natürliche radioaktive Substanzen.[1]) — Unter natürlichen radioaktiven Substanzen sind solche verstanden, die von selbst ohne die von Absicht geleitete Menschenhand sich radioaktiv erweisen. Es kommen in der Natur mehrere Mineralien vor, welche Becquerelstrahlen aussenden und durch diese das sie umgebende Gas ionisieren. In der nachstehenden Reihe sind solche Mineralien aufgezählt; in Klammern ist in einer willkürlichen Einheit die von ihnen bewirkte Ionisation der atmosphärischen Luft daneben gesetzt. Pechblende (7,0), Carnotit (6,2), Chalkolit (5,2), Autunit (2,7), Orangit (2,0), Cleveit (1,4), Thorit (1,4), Samarskit (1,1), Äschynit (0,7), Monazit (0,5), Fergusonit (0,4). Alle diese Mineralien enthalten nun neben vielen anderen chemischen Elementen Uran und Thor. Und stellt man diese Metalle oder chemische Verbindungen von ihnen aus jenen Mineralien dar, so besitzen sie die Eigenschaft der Radioaktivität ebenfalls in hervorragendem Grade.

So kommt es, daß die meisten Uran- und Thorpräparate Becquerelstrahlen (Uran-, Thorstrahlen) aussenden. Die nachstehende Reihe giebt Uranverbindungen geordnet nach ihrer Radioaktivität in willkürlicher Einheit: Schwarzes Uranoxyd (2,6), metallisches Uran (2,3), grünes Uranoxyd (1,8), Kaliumuranat (1,2), salpetersaures Uranyl (0,7). Von den Thorverbindungen besitzt die stärkste Radioaktivität das Oxyd.

---

[1]) † H. Becquerel, C. R. **122**, 420, 501, 559, 689, 762, 1086, 1896; **123**, 855, 1896; Villari, Rend. Nap. **7**, 1897; † G. C. Schmidt, W. A. **65**, 141, 1898; K. A. Hofmann u. Strauß, Ber. chem. Ges. **33**, 3129, 1900; Owens, Ph. M. (5) **48**, 360, 1899; Rutherford u. Owens, Canada Trans. (2) **5**, 9, 1899; † Rutherford, Ph. M. (5) **47**, 109, 1899.

Künstliche radioaktive Substanzen.[1]) — Hierunter versteht man solche Substanzen, die aus natürlichen durch entsprechende chemische Bearbeitung zur Erzielung starker Radioaktivität gewonnen sind. Von vornherein tritt uns die Frage entgegen: Ist die Radioaktivität eine spezifische Eigenschaft von bereits bekannten chemischen Verbindungen oder kommt sie gewissen ganz neuen chemischen Elementen zu? Im zweiten Falle müssen sich diese radioaktiven Elemente aus den natürlichen radioaktiven Substanzen herausziehen oder wenigstens konzentrieren lassen zur Gewinnung besonders starker Radioaktivität.

Man hat nun noch nicht ein radioaktives Element rein für sich allein darstellen können; aber es gelang, die radioaktive Substanz so zu konzentrieren, daß ihre Wirkung 10 000 mal stärker wurde als die der natürlichen Substanzen. Ferner gelang es auch bereits, von *einer* radioaktiven Substanz ein ihr *eigentümliches nicht einem bekannten chemischen Element zugehöriges Spektrum*[2]) nachzuweisen. Wir dürfen daher mit ziemlich großer Wahrscheinlichkeit vermuten, daß es gewisse chemische Elemente giebt, welche die spezifische Eigenschaft der Radioaktivität besitzen. Bis jetzt sind drei solcher künstlicher radioaktiver Substanzen dargestellt worden, das *Radium* (Curie), das *Polonium* (Curie) und das *Aktinium* (Debierne).

Jede dieser drei radioaktiven Substanzen oder, wenn man will, radioaktiven Elemente ist in ihrem chemischen Verhalten nahe verwandt mit einem bereits bekannten chemischen Elemente und begleitet dies darum durch alle chemischen Reaktionen hindurch. Das Radium liegt chemisch nahe dem Barium, das Polonium nahe dem Wismuth, das Aktinium nahe dem Thor.

Von dieser Verwandtschaft macht man nun Gebrauch bei der Darstellung der künstlichen radioaktiven Substanzen. Man

---

[1]) †P. u. S. Curie, C. R. **127**, 175, 1898; P. u. S. Curie u. Bémont, C. R. **127**, 1215, 1898; †Debierne, C. R. **129**, 593, 1899; **130**, 906, 1900; †Giesel, W. A. **69**, 91, 1899; Ph. Z. **1**, 16, 1899; Ber. chem. Ges. **33**, 1665, 1900; V. D. Ph. G. **2**, 9, 1900; Crookes, Pr. R. S. **66**, 409, 1900; H. Becquerel, C. R. **130**, 1583, 1900; **131**, 137, 1900; v. Lengyel, Ber. chem. Ges. **33**, 1237, 1900.

[2]) Demarcay, C. R. **127**, 1218, 1898; **129**, 716, 1899; Runge, A. Ph. **2**, 742, 1900.

fällt aus einer großen Menge Rohmaterial beispielsweise das Radium zusammen mit Barium aus; der Rückstand hat dann an Radioaktivität verloren, dagegen ist der bariumhaltige Auszug bereits stark radioaktiv. Um die Radioaktivität durch weitere Konzentration des Radiums zu steigern, hat man das Radium vom Barium zu trennen. Dies ist bis jetzt erst mit Annäherung gelungen dadurch, daß man Gebrauch machte von der verschiedenen Löslichkeit des Radium- und Bariumchlorides in Wasser oder mit Alkohol versetztem Wasser. Man läßt mehrmals hintereinander das Bariumchlorid teilweise auskrystallisieren und erhält dann einen radiumreichen Rückstand von sehr großer Radioaktivität. An dem auf diese Weise gewonnenen radiumhaltigen Bariumchlorid wurden auch bereits Bestimmungen des Atomgewichts des Metalls versucht; es ergab sich ein Atomgewicht, welches dasjenige des Bariums um so mehr übertraf, je größer die Radioaktivität war. Von Polonium und Aktinium ist bis jetzt noch kein Anhalt über das Atomgewicht gefunden worden.

Bemerkt sei noch folgendes. Aus radioaktiven Uranverbindungen läßt sich durch gewisse chemische Prozesse ein Präparat gewinnen, das stark radioaktiv und wahrscheinlich Aktinium ist; der uranhaltige Rückstand ist schwächer radioaktiv als das ursprüngliche Uranpräparat.

2. Natur und Eigenschaften der Becquerelstrahlen.[1]

Die Becquerelstrahlen, die von verschiedenen radioaktiven Substanzen ausgesandt werden, sind im allgemeinen voneinander beträchtlich verschieden; die Strahlen des Radiums verhalten sich anders als diejenigen von Polonium oder Aktinium. Ferner sendet eine und dieselbe radioaktive Substanz nicht eine homogene Strahlenart aus, sondern gleichzeitig mehrere voneinander sehr verschiedene Strahlungen.

---

[1]) †H. Becquerel, C. R. **122**, 503, 762, 1896; **128**, 771, 1899; **129**, 912, 996, 1205, 1899; **130**, 1154, 1900; **131**, 137, 1900; Rutherford u. Owens, F. 1900, II, 109; Maier, Ph. Z. **2**, 53, 1900; Villard, C. R. **130**, 1178, 1900; Meyer u. v. Schweidler, Wien. Anz. 1900, 55; Ph. Z. **1**, 209, 1900; Mizuno, E. **46**, 399, 1900; P. Curie, C. R. **130**, 76, 1900; Himstedt, Ph. Z. **1**, 476, 1900; Behrendsen, A. Ph. **2**, 335, 1900.

Die Becquerelstrahlen teilen sich vor allem in zwei große Gruppen. Die eine umfaßt diejenigen Strahlen, welche sich durch magnetische und elektrische Kräfte von ihrer geradlinigen Bahn nicht ablenken lassen, die *unablenkbaren* Strahlen; die andere Gruppe umfaßt diejenigen Strahlen, welche negative Ladung mit sich führen und durch magnetische und elektrische Kräfte abgelenkt werden können, die *ablenkbaren* Strahlen.

Die unablenkbaren Becquerelstrahlen enthalten wiederum voneinander verschiedene Strahlenarten. Einmal dürften sie zum Teil ultraviolette Strahlen von großer Brechbarkeit sein, sodann enthalten sie wahrscheinlich zum Teil auch Röntgenstrahlen von wechselndem Charakter. *Die ablenkbaren Becquerelstrahlen zeigen genau das Verhalten von Kathodenstrahlen; sie sind negative Elektronen von großer Geschwindigkeit; wie es Kathodenstrahlen von verschiedener Ablenkbarkeit giebt, so auch verschieden ablenkbare Becquerelstrahlen.*

Eine radioaktive Substanz sendet, wie gesagt, in der Regel gleichzeitig mehrere verschiedene Strahlenarten aus. In ihren gemeinschaftlichen Wirkungen ließen sich diese bis jetzt noch nicht genügend auseinanderhalten. Folgende Eigenschaften seien darum vorderhand allgemein auf die Becquerelstrahlen bezogen.

Die Becquerelstrahlen vermögen gewisse Substanzen zu einer schwachen Fluorescenz anzuregen, so Bariumplatincyanür; einige radioaktive Substanzen phosphorescieren im Dunkeln unter der Wirkung ihrer eigenen Strahlen, so radioaktives Bariumchlorid.

Die Becquerelstrahlen wirken ferner auf die photographische Platte und zwar selbst durch schwarzes Papier und Aluminiumfolie hindurch. Sie besitzen nämlich zum Teil ein großes Durchdringungsvermögen. Manche Arten von Becquerelstrahlen vermögen durch dickes Holz, durch isolierende feste Platten, selbst durch beträchtlich dicke Metallplatten hindurch eine photographische Platte zu schwärzen. Andere Arten von Becquerelstrahlen sind dagegen wieder stark absorbierbar und vermögen nur einige Millimeter dicke Gasschichten zu durchdringen. Gerade die *verschiedene Absorbierbarkeit* ist es denn auch, welche *als Charakteristikum für die verschiedenen Arten von Becquerelstrahlen* dient. Und man

kann sich der auswählenden Absorption bedienen, um sich ein einigermaßen homogenes Becquerelstrahlenbündel herzustellen, indem man die von einer radioaktiven Substanz ausgesandte Strahlung durch geeignete absorbierende Körper „filtriert". Es hat keinen Sinn, einen Absorptionsköefficienten für ein inhomogenes Becquerelstrahlenbündel zu bestimmen.

Endlich besitzen die Becquerelstrahlen, natürlich in wechselndem Maße, die wichtige Eigenschaft, ein von ihnen durchlaufenes Gas zu ionisieren. Doch davon sei weiter unten die Rede.

3. Sekundärstrahlen.[1]

Fallen die Becquerelstrahlen auf einen Körper, besonders auf ein Metall, so gehen von der von ihnen durchsetzten Schicht neue Strahlen aus, Sekundärstrahlen. Diese Strahlen besitzen ähnliche Eigenschaften wie die ursprünglichen Becquerelstrahlen; sie wirken auf die photographische Platte und vermögen vor allem auch ein von ihnen durchsetztes Gas zu ionisieren. Zu einem einfachen Nachweis der Sekundärstrahlen kann man in folgender Weise verfahren. Man bringt unterhalb einer photographischen Platte auf der Seite der Schicht in einigen Millimetern Abstand von dieser einen Bleistreifen an, oberhalb in einiger Entfernung von der Glasseite seitlich etwas entfernt von dem Bleistreifen stellt man radioaktives Bariumchlorid auf. Unmittelbar über dem Bleistreifen ist dann die Schwärzung der lichtempfindlichen Schicht am stärksten, da hier die primären und die sekundären Strahlen zusammenwirken.

Entsprechend ihrer verschiedenen Natur erregen die verschiedenen Arten von Becquerelstrahlen in wechselndem Maße Sekundärstrahlen. *Die unablenkbaren stark absorbierbaren Becquerelstrahlen geben nur eine sehr schwache Sekundärstrahlung;* faßt man sie als ultraviolettes Licht, so ist dies Verhalten zu verstehen. Da die Strahlung von Polonium stark absorbierbar und magnetisch zum größten Teil nicht ablenkbar ist, so erzeugen seine Strahlen nur eine sehr schwache Sekundärstrahlung.

[1] † H. Becquerel, C. R. **128**, 771, 1899; **129**, 716, 1899; **132**, 371, 734, 1286, 1901; Dorn, Naturf. Ges. Halle **22**, 39, 1900; Villard, Soc. Franc. de Phys. **144**, 3, 1900.



Die unablenkbaren, sehr wenig absorbierbaren Strahlen erregen Metalle zu einer intensiven Sekundärstrahlung; diese ist viel stärker absorbierbar als die einfallenden Strahlen und verstärkt darum deren photographische Wirkung. Faßt man die unablenkbaren sehr wenig absorbierbaren Becquerelstrahlen als Röntgenstrahlen, so gilt über das Zustandekommen ihrer Sekundärstrahlung das Gleiche, was oben über die Röntgenstrahlen in dieser Hinsicht gesagt wurde.

Die ablenkbaren Becquerelstrahlen vermögen ebenfalls eine von ihnen durchsetzte Körperschicht zu kräftiger Sekundärstrahlung zu veranlassen. Diese besteht zum Teil aus reflektierten (zerstreuten) Kathoden-Becquerel-Strahlen, zum Teil aus Röntgenstrahlen, welche durch die auf den Körper treffenden primären Strahlen erzeugt werden (vergl. Reflexion der Kathodenstrahlen und Erzeugung der Röntgenstrahlen). Radium bringt eine intensive derartige Sekundärstrahlung hervor.

Von vornherein ist zu erwarten, daß die von Becquerelstrahlen erregten Sekundärstrahlen je nach den Umständen bei ihrer Erzeugung einen verschiedenen Charakter besitzen. Die Natur der Sekundärstrahlen ist bis jetzt noch wenig erforscht. Doch weiß man bereits, daß wenigstens ein großer Teil von ihnen magnetisch ablenkbar ist, also aus Kathodenstrahlen besteht.

Hier interessieren uns die sekundären Becquerelstrahlen als Ionisatoren. Doch ist die von ihnen bewirkte Ionisierung noch wenig untersucht. Indes wissen wir, daß sie ein beträchtliches Ionisierungsvermögen besitzen; können darum die primären Becquerelstrahlen bei der Ionisierung eines Gases auf die Oberfläche eines Metalls fallen, so wird in deren Nähe ihre ionisierende Wirkung durch diejenige der Sekundärstrahlen verstärkt.

4. Induzierte Radioaktivität.[1]

Läßt man einen beliebigen Körper, Glas, Metall oder Wasser, in der Nähe von radioaktivem Bariumchlorid längere Zeit liegen, und zwar so, daß die Gasmoleküle zwischen der Oberfläche des

---

[1] P. u. S. Curie, C. R. **129**, 714, 1899; Debierne, C. R. **130**, 907, 1900; Dorn, Naturf. Ges. Halle **22**, 1900; †Rutherford, Ph. M.

Körpers und dem Bariumchlorid frei hin und her diffundieren können, so nimmt der Körper ebenfalls die Eigenschaft für längere Zeit an, Becquerelstrahlen auszusenden. Man sagt, es sei in dem Körper Radioaktivität induziert worden. Entzieht man den auf die angegebene Weise sekundär radioaktivierten Körper der Einwirkung der primär radioaktiven Substanz und setzt ihn der freien Luft aus, so bleibt seine Radioaktivität nicht ungeändert, sondern sie nimmt mit der Zeit ab und ist nach einigen Tagen wieder verschwunden.

Durch Glas oder durch Metall hindurch kann in einem Körper Radioaktivität von einer radioaktiven Substanz nicht induziert werden, wohl aber durch dünnes Papier und Aluminiumfolie hindurch. Dadurch unterscheidet sich die Induktion der Radioaktivität von der Erregung der Sekundärstrahlung. Diese hört zudem auf, sowie die Zufuhr von primären Strahlen aufhört, während die induzierte Radioaktivität tagelang währen kann. *Die induzierte Radioaktivität ist darum nicht identisch mit der Sekundärstrahlung.*

Wahrscheinlich besteht die Induktion der Radioaktivität in Folgendem. Von der primär radioaktiven induzierenden Substanz gehen Teilchen aus, die an Masse gleich den gewöhnlichen Gasmolekülen oder noch kleiner sind und welche in hervorragendem Maße radioaktiv sind. Dieses eigenartige radioaktive Gas oder diese Teilchen einer gasförmigen Emanation von der radioaktiven Substanz diffundieren von dieser weg in das umgebende Gas hinein, eventuell durch dünnes Papier oder Aluminiumfolie hindurch. Durch dicke feste Schichten können sie nicht hindurch, sie werden vielmehr durch Kräfte zwischen ihnen und den Körperteilchen festgehalten und bilden dann, an der festen Oberfläche sich ansammelnd, eine dünne radioaktive Schicht. Bei Flüssigkeiten diffundieren die radioaktiven Gasteilchen wie ein gewöhnliches Gas in das Innere. Wie aber die radioaktiven Gasteilchen zu einem Körper hindiffundieren und ihm Radioaktivität verleihen, so diffundieren sie auch von ihm wieder weg in das umgebende Gas hinein oder

---

(5) **49**, 1, 161, 1900; Ph. Z. **1**, 347, 1900; **2**, 429, 1901; Elster, V. D. Ph. G. **2**, 5, 1900; † P. Curie u. Debierne, C. R. **132**, 548, 768, 1901; **133**, 276, 931, 1901.



zu benachbarten Körpern. Darum verliert sich die induzierte Radioaktivität wieder mit der Zeit. Da die Induktion der Radioaktivität durch materielle Träger vermittelt wird, so wird sie gestört und zwar vermindert, wenn zwischen der primär radioaktiven Substanz und dem zu induzierenden Körper das Gas in seitliche Strömung versetzt wird; die radioaktiven Gasteilchen werden mit fortgerissen. Wenn man eine Substanz, welche eine radioaktive Emanation ausgiebt, erwärmt, so nimmt das Emanationsvermögen mit steigender Temperatur erst zu, bei Überschreitung einer gewissen Temperatur nimmt es aber wieder ab, verschwindet bei Weißglut bis auf einen kleinen Betrag und kehrt dann beim Erkalten nicht mehr zurück.

Die Teilchen der radioaktiven Emanation oder kurz die radioaktiven Gasteilchen sind entweder selbst positiv geladen oder sie lagern sich an ein positives Gasion; sie werden nämlich von einer elektrischen Kraft in der Richtung der positiven Ionen fortgeführt. Man kann von dieser Eigenschaft Gebrauch machen, um die radioaktiven Gasteilchen an einem Körper besonders dicht anzusammeln. Man lädt nämlich den Körper negativ und zieht so die radioaktiven Gasteilchen an seine Oberfläche vermittelst der elektrischen Kraft heran; er wird dann viel stärker radioaktiv, als wenn er neutral oder gar positiv ist. So kann man die primär radioaktive Substanz in ein geschlossenes, mit Metall ausgekleidetes Gefäß bringen; in deren Mitte führt man von ihm isoliert einen dünnen Platindraht ein. Diesen verbindet man dauernd für längere Zeit mit dem negativen Pol einer Batterie, die metallische Gefäßwand mit dem positiven. Der Platindraht ist dann nach einiger Zeit stark radioaktiviert.

Die radioaktiven Gasteilchen können vorübergehend sowohl einem festen wie flüssigen und gasförmigen Körper einverleibt werden. Einen festen Körper aktiviert man, wie bereits gesagt, dadurch, daß man zwischen ihm und der radioaktiven Substanz ein Gas frei spielen läßt. Auf die gleiche Weise läßt sich auch eine Flüssigkeit aktivieren; verstärken und beschleunigen kann man in diesem Falle die Aktivierung dadurch, daß man die radioaktive Substanz in der Flüssigkeit verteilt oder löst und dann diese, etwa Wasser, abdestilliert. Ein Gas wird dadurch aktiviert, daß es längere Zeit auf der radioaktiven Substanz lagert.

Eine radioaktive Substanz, beispielsweise radiumhaltiges Bariumchlorid, besteht, wenigstens bis jetzt, nie ausschließlich aus radioaktiven Teilchen, sondern auch aus primär, nicht aktiven Teilen. Zwischen und in diese ist die primär radioaktive Substanz eingebettet; durch diese enge Nachbarschaft wird aber in den nicht primär aktiven Teilen allmählich durch Diffusion der radioaktiven Teilchen Radioaktivität induziert. *Eine radioaktive Substanz bringt so an sich selbst die Erscheinung der Induktion der Radioaktivität hervor.* Auf Grund dieser Wirkung steigt die Becquerelstrahlung kurz nach der Darstellung der trockenen radioaktiven Substanz aus ihrer Lösung mit der Zeit allmählich an, natürlich nur bis zu einem Grenzwert.

Die Becquerelstrahlen, welche von Körpern mit induzierter Radioaktivität ausgesandt werden, sind von ähnlicher Art wie die Strahlen primär radioaktiver Substanzen. Insonderheit vermögen auch sie ein Gas zu ionisieren; und je nach dem Grade der induzierten Radioaktivität benachbarter Körper ist die Ionisierung eines Gases durch primär radioaktive Substanzen verschieden groß.

Das Vermögen, Radioaktivität zu induzieren, ist bei verschiedenen radioaktiven Substanzen verschieden groß. In hervorragendem Grade besitzen es Radiumpräparate, auch kommt es radioaktiven Thorverbindungen zu; kaum nachweisbar ist es beim Polonium; schwach ist es auch beim Aktinium. Vergleicht man damit die Fähigkeit, ablenkbare Strahlen auszusenden, so findet man, daß diese Fähigkeit mit jenem Vermögen Hand in Hand geht.

Im Anschluß an das Vorhergehende sei noch eine merkwürdige Erscheinung[1]) erwähnt. Wie oben dargelegt wurde, kann man die radioaktiven Teilchen auf der Oberfläche eines festen Körpers dadurch ansammeln, daß man diesen auf negativer Spannung längere Zeit im Gase in der Nähe der primär radioaktiven Substanz hält. Man bringe nun einen Leiter, beispielsweise ein Drahtgeflecht, in den Apparat, der zum Nachweis der Selbstionisation eines Gases dient (S. 51), und beobachte am

[1]) Elster u. Geitel, Ph. Z. 2, 590, 1901; Geitel, Ph. Z. 3, 76, 1901.

Elektroskop die Spannungsabnahme in der Minute. Dann nehme man den Leiter heraus, setze ihn der freien atmosphärischen Luft aus und halte ihn dabei mehrere Stunden auf hoher negativer Spannung. Darnach bringe man ihn wieder in jenen Apparat und bestimme wiederum am Elektroskop die Spannungsabnahme in der Minute; man findet nunmehr einen beträchtlich höheren Wert als zuvor. Der Leiter giebt jetzt gerade, wie wenn er radioaktiviert worden wäre, eine Strahlung aus, welche das Gas ionisiert. Diese Beobachtung legt die Vermutung nahe, es sei *in der Atmosphäre der Erde ein radioaktives Gas vorhanden*, dessen Teilchen sich auf die vorstehende Weise an einem festen Körper konzentrieren lassen.

5. Eine radioaktive Substanz als Quelle von Elektrizität, Masse und Energie.[1])

Wenigstens ein Teil der radioaktiven Substanzen, so vor allem Radium, sendet Kathodenstrahlen aus, also negativ geladene Teilchen von sehr kleiner Masse (Elektronen), die eine große Geschwindigkeit besitzen und durch magnetische Kräfte von ihrer Bahn abgelenkt werden können. Von solchen radioaktiven Substanzen geht demnach beständig negative Elektrizität weg (vergl. Ladung der Kathodenstrahlen).

Gemäß dem Satze von der Erhaltung der Elektrizität müssen wir annehmen, daß die negative Ladung bereits von vornherein in der radioaktiven Substanz gegeben, aber durch eine gleich große positive Elektrizitätsmenge nach außen neutralisiert war. Mit der Abgabe von negativer Elektrizität in Gestalt von Kathodenstrahlen nach außen muß demgemäß ein Freiwerden von positiver Elektrizität im Innern der radioaktiven Substanz Hand in Hand gehen. Damit diese positive Ladung der radioaktiven Substanz nicht hoch anwächst und die Aussendung von Kathodenstrahlen hemmt, muß sie beständig auch wieder vermindert werden. Dies kann auf zweierlei Weise geschehen. Erstens kann aus den benachbarten Körpern, so vor allem aus dem umgebenden Gas negative Elektrizität

---

[1]) Trouton, Nat. 61, 443, 1900.

zuströmen, ja es kann gerade ein Teil der ausgestrahlten negativen Elektronen nach Einbuße ihrer Geschwindigkeit wieder zu der radioaktiven Substanz zurückkehren. Es kann also erstens die positive Ladung einer radioaktiven Substanz durch zuströmende negative Elektrizität wieder neutralisiert werden. Und dies ist sicher in Wirklichkeit der Fall. Daneben ist noch ein zweiter Fall möglich. *Es kann sich die in der radioaktiven Substanz entwickelte positive Elektrizität ebenfalls von der Substanz wegbegeben* in das umgebende Gas hinein, sei es in einer Art von Strahlung, sei es unter dem Antrieb einer elektrischen Kraft oder infolge von Diffusion. Daß auch diese Möglichkeit bei gewissen radioaktiven Substanzen verwirklicht ist, kann man mit großer Wahrscheinlichkeit annehmen. Unter diesem Gesichtspunkt ist die radioaktive „Emanation" oder die Ausstrahlung positiv geladener radioaktiver Gasteilchen zu verstehen.

Ein Kathodenstrahlteilchen oder negatives Elektron besitzt eine bestimmte Masse. Neben der Abgabe von Elektrizität nach außen findet also *bei einer radioaktiven Substanz* auch eine *beständige Ausstrahlung von Masse* statt. Man könnte demnach eine Verminderung des Gewichtes einer radioaktiven Substanz mit der Zeit erwarten. Eine solche Verminderung hat sich bis jetzt noch nicht feststellen lassen. Einmal ist ja die Masse, welche von den ablenkbaren Strahlen von der Substanz in einer menschlichen Zeit weggeführt wird, unwägbar klein, sodann kann der Substanz von außen zusammen mit negativer Elektrizität wieder Masse zuströmen.

Die von einer radioaktiven Substanz ausgehenden Strahlen, sowohl die ablenkbaren wie die unablenkbaren, besitzen eine gewisse Energie; *eine radioaktive Substanz strahlt beständig Energie aus.* Die in der Zeiteinheit ausgesandte Energie ist nach rohen Bestimmungen zwar sehr klein; aber die Ausstrahlung währt lange Zeit hindurch in unverminderter Stärke. Bei einigen Präparaten ist es wohl, bei anderen aber nicht möglich, innerhalb eines Jahres eine Abnahme der Radioaktivität festzustellen. Es entsteht die Frage, aus welchem Energievorrat die Energie der Becquerelstrahlen geschöpft wird. Die einzige stichhaltige, allerdings im Einzelnen noch unbestimmte Antwort auf diese Frage lautet: durch chemische Umlagerungs-

vorgänge innerhalb des Moleküls oder des Atoms. Hierauf ist bereits oben S. 35 bei Besprechung der Genesis der Atome hingewiesen worden.

6. Ionisierung durch Becquerelstrahlen.[1])

Gemäß der verschiedenen Natur der Becquerelstrahlen, je nachdem sie ultraviolette, Röntgen- oder Kathodenstrahlen sind, *ist die Art verschieden, in der sie ein Gas ionisieren.* In jedem Falle aber ist die von ihnen bewirkte Ionisierung mit einer Verwandlung eines Teiles ihrer Energie in potentielle Ionenenergie verbunden; *indem sie ionisieren, werden sie absorbiert. Die von ihnen in einem Gase bewirkte Ionisation ist um so kleiner, je kleiner der Druck des Gases ist.*

Die Ionisierung durch Becquerelstrahlen ist nicht bloß durch ihre Inhomogenität ein verwickelter Vorgang, sondern auch noch dadurch, daß sich unter Umständen mit der primären Becquerelstrahlung die Wirkung der sekundären Strahlen und der induzierten Radioaktivität vereinigt. Die Ionisierung eines Gases durch Becquerelstrahlen zeigt man, indem man sie auf einen mit einem Elektroskop verbundenen Metallkörper fallen läßt oder das über der radioaktiven Substanz lagernde Gas gegen ihn bläst. Im letzten Falle schließt man die Sekundärstrahlung aus.

Verschiedene Gase werden von einer und derselben Art von Becquerelstrahlung in verschiedenem Maße ionisiert. Ein Beispiel hierfür giebt die nachstehende Tabelle (nach Strutt). Die von Radium, Polonium und einem radioaktiven Uransalz in verschiedenen Gasen bewirkten Ionisationen (genauer Ionisierungsstärken) sind mit der Ionisation in Luft verglichen; die Zahlen wurden durch Beobachtung des Sättigungsstromes (vergl. S. 43) gefunden; Sekundärstrahlung und induzierte Radioaktivität waren dabei nicht ausgeschlossen.

---

[1]) H. Becquerel, C. R. **122**, 559, 689, 764, 1086, 1896; **123**, 856, 1896; **124**, 438, 800, 1897; G. C. Schmidt, W. A. **65**, 141, 1898; Rutherford, Ph. M. (5) **47**, 109, 1899; Strutt, Nat. **61**, 539, 1900; Pr. R. S. **68**, 126, 1901.

Ionisation, bezogen auf Luft, bewirkt durch Becquerelstrahlen.

Gas	Dichte bez. auf Luft	Radium		Polonium	Uransalz
		Wenig absorb.	Stark absorb.		
Wasserstoff . . .	0,0693	0,157	0,218	0,226	0,213
Luft	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Sauerstoff . . .	1,11	1,21	—	1,16	—
Kohlensäure . . .	1,53	1,57	—	1,54	—
Schwefeldioxyd . .	2,19	2,32	1,92	2,04	2,08
Chloroform . . .	4,32	4,89	3,74	4,44	—
Methyljodid . . .	5,05	5,18	—	3,51	3,55

VII. Ionisierung durch chemische Vorgänge.

1. Allgemeines.

Bei den chemischen Vorgängen in Gasen kommen nie Gasteilchen *einer* Art allein in Betracht, sondern immer Gasteilchen verschiedener, oder zudem noch Teilchen fester oder flüssiger Körper. Infolgedessen sind die Verhältnisse bei der Ionisierung durch chemische Vorgänge sehr verwickelt. Es läßt sich schwer sagen, an welchen Gasteilchen sich die Ionisierung vollzieht. Dazu wird die Ionenenergie durch die Gegenwart der verschiedenartigen Teilchen in unkontrollierbarer Weise beeinflußt; die Ionisierung kann durch die Bildung labiler Verbindungen bei den chemischen Umlagerungen begünstigt werden. Endlich wirken in der Regel mehrere Ionisatoren, wie potentielle chemische Energie, Temperatur und Lichtstrahlung gleichzeitig, ohne daß sich ihre einzelnen Anteile trennen lassen.

Bei dieser *Unübersichtlichkeit der Vorgänge* müssen wir vorderhand darauf verzichten, die Ionisierung durch chemische Vorgänge theoretisch zu analysieren. Wir beschränken uns darauf, die einzelnen Fälle kurz zu beschreiben und erinnern lediglich daran, daß auch bei dieser Art von Ionisierung Energie verbraucht und in Form potentieller Ionenenergie latent wird.

2. Verbrennung und Verdampfung in Gasen.[1]

Verbrennen zwei Gase in einander wie Leuchtgas, Wasserstoff, Schwefeldampf in Sauerstoff, so besitzt die Flamme immer Ionisation. Diese kann man mit Hilfe des Galvanometers oder Elektrometers nachweisen, indem man in die Flamme oder in ihren Saum Metallsonden taucht. Die Ionisation ist in verschiedenen Teilen der Flamme verschieden groß; am größten ist sie an der heißesten Stelle. Die Ionisation wird unter Umständen an der Oberfläche einer in sie tauchenden Elektrode, sei es durch Temperaturerniedrigung, sei es durch katalytische Wirkung oder Elektrisierung an dem Fremdkörper verändert.

Speziell kommt als chemischer Ionisator die Bunsenflamme in Betracht. Leuchtet diese nicht, so ist in ihr die Ionisierung schwach. Verdampft man in ihr Salze von Alkalien oder alkalischen Erden, so wird die Ionisation groß. Salzdämpfe werden also in der Bunsenflamme stark ionisiert. Man kann sie entweder durch eine an einem Platindraht hängende Perle in die Flamme einführen; in diesem Falle ist aber die Ionisation nicht gleichmäßig räumlich verteilt, auch ist sie mit der Salzperle zeitlich in störender Weise veränderlich. Diese Übelstände umgeht man, indem man eine Lösung von dem Salz in Luft zerstäubt und diese der Bunsenflamme von innen zuführt. Auf diese Weise kann man durch Veränderung der Konzentration der Salzlösung die Menge des Salzes in der Flamme nach Absicht variieren.

Die leuchtende Bunsenflamme enthält glühende unverbrannte Kohlenstoffteilchen. Diese spielen die Rolle von Fremd-

---

[1]) Buff, A. Ch. u. Pharm. **80**, 1, 1851; Rieß, Reibungselektriz. **1**, 270, 1853; E. Becquerel, A. Ch. Ph. (3) **39**, 359, 1853; **42**, 409, 1854; Matteucci, Ph. M. (4) **8**, 400, 1854; † Hittorf, P. A. **136**, 230, 1869; P. A. Jubelb. 437, 1874; Hoppe, W. A. **2**, 83, 1877; † Giese, W. A. **17**, 1, 236, 519, 1882; Luvini, C. R. **103**, 495, 1886; † Arrhenius, W. A. **42**, 18, 1891; de Hemptinne; Z. Ph. Ch. **12**, 244, 1893; Braun, Z. Ph. Ch. **13**, 155, 1894; Pettinelli, Rend. Linc. (5) **5**, 118, 1896; v. Wesendonck, W. A. **66**, 121, 1898; Mc Clelland, Ph. M. **46**, 29, 1898; † Smithells, Dawson u. H. A. Wilson, Pr. R. S. **64**, 142, 1899; H. A. Wilson, Ph. Tr. **192**, 499, 1899; Warburg, A. Ph. **2**, 304, 1900; † Marx, A. Ph. **2**, 774, 1900.

körpern in dem Flammengase. Sie beeinflussen darum die Ionisierung, dazu findet Elektrisierung des Gases an ihrer Oberfläche statt. Die Ionisation ist aus diesen Gründen in der leuchtenden Bunsenflamme größer als in der nichtleuchtenden. Die von einer Flamme aufsteigenden heißen Gase behalten ihre Ionisation, wenn auch stark vermindert, noch eine Zeit lang während der Abkühlung bei.

Was von der Verbrennung eines Gases in einem anderen hinsichtlich der Ionisierung gilt, trifft auch bei der Verbrennung eines festen oder flüssigen Körpers in einem Gase zu. Hier wird sie überdies infolge der Gegenwart der festen oder flüssigen Oberfläche durch deren katalytische Wirkung beeinflußt. Dazu findet in der Regel gleichzeitig Elektrisierung des Gases an dem verbrennenden Körper statt (vergl. Elektrisierung).

3. Ionisierung durch Phosphor.[1]

Bringt man Phosphor in feuchter Luft in die Nähe eines positiv oder negativ geladenen Elektroskops, so verliert dieses langsam seine Ladung. Phosphor erfüllt also die ihn umgebende Luft mit positiven und negativen Ionen. Zum Nachweis dieser Ionisation kann man auch die Luft über Phosphor hinweg nach einem geladenen Körper blasen, der mit einem Elektrometer verbunden ist; dieses zeigt dann einen langsamen Ladungsverlust an.

Die Ursache der Ionisierung durch Phosphor ist eine langsame Oxydation, also ein chemischer Vorgang. Was aber bei diesem ionisierend wirkt, ist noch nicht bekannt.

---

[1]) Matteucci; Naccari; Bidwell, Nat. **55**, 6, 1897; Barus, Ph. R. **10**, 257, 1900; Am. J. Sc. **11**, 237, 310, 1901; Ph. M. (6) **1**, 572, 1901; **2**, 40, 1901.

Zweites Kapitel.

Elektrisierung.

I. Allgemeines über Elektrisierung.

1. Elektrisierungsarbeit, Kontaktenergie.

Bei der Ionisierung gewinnt ein Gas dadurch freie positive und negative Ionen, daß aus neutralen Teilchen des Gases durch die Energie eines Ionisators elektrisch geladene Teilchen frei gemacht werden. Die so entstehenden Ionen entstammen dem Gase selbst; die Ionisation möge in diesem Falle *heimisch* genannt werden.

Ein Gas kann noch auf folgende Weise Ionisation erlangen. Es möge an einen anderen Körper, ein anderes Gas, einen flüssigen oder festen Körper grenzen. Dieser andere Körper möge ionisiert sein, also positive und negative Ionen enthalten. Es können dann aus ihm in das angrenzende Gas Ionen verschoben werden; dadurch gewinnt dieses freie elektrische Teilchen und somit Ionisation. Dieser Vorgang heiße *Elektrisierung* und die so im Gase entstehende Ionisation *fremde.* Durch die Elektrisierung gewinnt nämlich ein Gas Ionen, die nicht seinen eigenen neutralen Teilchen entstammen, sondern aus einem fremden Körper entnommen sind und darum im allgemeinen eine andere chemische Natur besitzen als seine heimischen Ionen.

Bei der Elektrisierung werden Ionen aus einem Medium, dem Fremdkörper, in ein anderes Medium, das angrenzende Gas, übergeführt. Diese Änderung der Lage muß nach den vorliegenden Erfahrungen entgegen einer Kraft vollzogen werden; es wird also bei der Elektrisierung eines Gases Arbeit auf einer gewissen Strecke geleistet; diese heiße *Elektrisierungsarbeit.* Ein Ion, das von einem Fremdkörper in das angrenzende Gas durch die Berührungsfläche hindurch geschafft wurde, besitzt demgemäß in Bezug auf den Fremdkörper eine potentielle Energie; sie heiße *Kontaktenergie;* die Kraft, welche in der

Grenzfläche das Ion nach dem Fremdkörper auf Grund dieser potentiellen Energie zurückzutreiben sucht, heiße *Kontaktkraft.*

Eine Wirkung, welche im stande ist, ein Gas zu elektrisieren, heiße *Elektrisator.* Ein Elektrisator muß offenbar immer Energie mit sich führen; *damit er die Elektrisierungsarbeit zu leisten vermag, muß er in der Grenzfläche von Fremdkörper und Gas auf der Wegstrecke, auf welcher die Kontaktkraft beträchtlich ist, eine Energiemenge abgeben können, welche mindestens gleich ist der Kontaktenergie.* Wie die Ionisierung, so stellt auch die Elektrisierung eine Verwandlung von Energie dar. Es wird auch hier Energie des Elektrisators in potentielle Energie, nämlich Kontaktenergie, verwandelt; und *Wirkungsgrad eines Elektrisators* heißt auch hier das Verhältnis von Kontaktenergie zur Elektrisierungsarbeit.

Endlich entspricht der Molisierung oder Wiedervereinigung von Gasionen zu neutralen Gasteilchen die Umkehrung des Elektrisierungsvorganges. Es können sich nämlich Ionen aus einem Gase heraus nach der Oberfläche eines Fremdkörpers unter dem Antrieb der Kontaktkraft bewegen und hier gebunden werden. Dieser Vorgang möge *Ionenadsorption* heißen; in ihr verwandelt sich die potentielle Kontaktenergie wieder in eine andere Energieform. Von ihr ist weiter unten näher die Rede.

2. Abhängigkeit der Elektrisierungsarbeit, Ladungen durch Elektrisierung.

Die Elektrisierungsarbeit ist im allgemeinen größer als die Kontaktenergie; wird nämlich ein Ion von der Oberfläche eines Fremdkörpers weg in das angrenzende Gas übergeführt, so wird hierbei einmal Arbeit gegen die Kontaktkraft geleistet, sodann geht unter Umständen gleichzeitig, beispielsweise durch Reibung, Energie an das umgebende Medium über. Die Zahl der Ionen, die ein Gas durch Elektrisierung zugeführt erhält, hängt demnach in letzter Linie von der Elektrisierungsarbeit ab. Diese selbst freilich wird durch mehrere Faktoren bestimmt, zunächst durch die Kontaktenergie.

Die Kontaktenergie hängt ab von der Art und dem Zustande sowohl des Fremdkörpers wie des Gases. Sie kann

ferner für das negative Ion größer oder kleiner sein als für das positive; in diesem Falle ist dann auch die Elektrisierungsarbeit für das eine Ion größer als für das andere. Die Folge davon ist, daß das Gas von dem betreffenden Elektrisator mehr Ionen des einen Vorzeichens und somit eine innere Ladung zugeführt erhält. Und kann diese Ladung andauernd durch das Gas abfließen, so entsteht eine elektrische Strömung; der Elektrisator wirkt dann zusammen mit der Kontaktenergie als elektromotorische Kraft.

Weiter kann unter sonst gleichen Umständen der Elektrisator auf das eine Ion mit größerer Kraft wirken oder größere Energie an dasselbe abgeben als an das andere. Auch in diesem Falle erhält das Gas durch die Elektrisierung eine innere Ladung, und es tritt in der Grenzfläche von Fremdkörper und Gas eine elektromotorische Kraft auf.

Von der Kontaktkraft und ihrer elektromotorischen Wirkung ist weiter unten ausführlich die Rede. Hier sei lediglich über die einzelnen Fälle von Elektrisierung berichtet.

II. Elektrisierung durch elektrische Kraft und Temperatur.

1. Elektrisierung durch elektrische Kraft.

Der einfachste Weg, ein Gas durch Ionenentnahme aus einem Fremdkörper zu elektrisieren, scheint auf den ersten Blick darin zu bestehen, durch die elektrische Kraft von der Oberfläche des Fremdkörpers weg Ionen in das Gas zu treiben. Die Erfahrung lehrt indes, daß dies bei gewöhnlicher Temperatur an flüssigen und festen Körpern nicht möglich ist. Ist das umgebende Gas nicht ionisiert, so können wir die elektrische Ladung eines flüssigen und festen Körpers und mit ihr die elektrische Kraft auf die an seiner Oberfläche angesammelten Ionen sehr groß machen, ohne daß diese von dem Körper weggetrieben werden. Und steigern wir die Spannung weiter, soweit, bis auf der mittleren freien Weglänge des positiven Gasions an der Oberfläche dessen Ionisierungsspannung liegt, dann tritt wohl Entladung des Körpers ein, aber nicht durch

Elektrisierung, sondern durch Ionisierung. Wir müssen auf Grund dieser Erfahrung annehmen, daß die *Kontaktkraft auf die Ionen in der Grenzfläche eines festen oder flüssigen Körpers gegen ein Gas sehr groß ist.*

Dagegen können in der Regel mit Aufwand einer kleinen Kraft Ionen von einem ionisierten Gas oder ionisierten Dampf in ein anderes Gas getrieben werden. Läßt man so die elektrische Kraft in nicht ionisiertem Gase auf eine Flamme wirken, so zieht sie aus diesem Ionen in das neutrale Gas heraus und erteilt diesem eine positive oder negative elektrische Ladung. Das gleiche Experiment kann man mit dem Lichtbogen machen; man leitet diesen zur Erde ab und stellt ihm einen auf konstanter Spannung gehaltenen Leiter gegenüber; es füllt sich dann das Gas zwischen Lichtbogen und Leiter mit Ionen *eines* Vorzeichens und wird entgegengesetzt zu dem Leiter elektrisch geladen. In beiden Fällen nimmt die kalte Gasmasse fremde Ionisation an.

2. Elektrisierung an glühenden Metallen.[1]

Wie bereits oben dargelegt wurde, vermag hohe Temperatur ein Gas zu ionisieren. Diese Wirkung tritt indes in merkbarer Stärke erst bei Weißglut hervor; unterhalb der Hellrotglut ist die Ionisierung eines Gases durch Temperatur gering. Nimmt darum ein Gas unterhalb Hellrotglut Ionisation an der Oberfläche eines Körpers an, so verdankt sie dieselbe einer Elektrisierung.

Erhitzt man ein blankes Metall, beispielsweise Platin, in einem beliebigen Gase, Wasserstoff ausgenommen, von Rot- bis zur Hellrotglut, so nimmt das Gas eine positive, das Metall

---

[1]) Volta, Collez. d. opere (1) **1,** 271, 1816; Erman, B. B. 1819, 353; Pouillet, A. Ch. Ph. **35,** 40, 1827; Buff, A. Ch. Pharm. **90,** 277, 1854; Guthrie, Ph. M. (4) **46,** 257, 1873; Chem. News, **45,** 116, 1882; Bickerton, Ph. M. (4) **46,** 450, 1873; †Elster u. Geitel, W. A. **16,** 193, 1882; **19,** 588, 1883; **22,** 123, 1884; **26,** 1, 1885; **31,** 109, 1887; **37,** 315, 1889; **38,** 27, 1889; Koch, W. A. **33,** 454, 1888; Nahrwold, W. A. **35,** 107, 1888; Stanton, Pr. R. S. **47,** 559, 1890; Branly, C. R. **114,** 1521, 1892; Vicentini, L. E. **50,** 187, 1893; Vicentini u. Cinelli, N. C. (3) **36,** 297, 1894.

eine negative Ladung an. Der Elektrisator ist hierbei die Temperatur oder die kinetische Energie der Ionen in der Grenzfläche; das positive Ion wird deswegen allein von dem Metall durch sie in das Gas gehoben, weil seine Kontaktkraft gegen das Metall kleiner ist als diejenige des negativen Ions. Der Grad der Elektrisierung ist dabei abhängig von der chemischen Beschaffenheit der Oberfläche; er ist um so kleiner, je stärker die Metalloberfläche oxydiert ist. So lädt rotglühendes Kupfer die umgebende Luft nur solange positiv, als es nicht vollständig oxydiert ist.

In Wasserstoff hat die Elektrisierung durch Temperatur an glühenden Körpern in der Regel negatives Vorzeichen; rotglühendes Platin lädt umgebenden Wasserstoff negativ, sich selbst positiv. Hierbei mögen chemische Vorgänge mitspielen. So giebt oxydiertes glühendes Kupfer in Wasserstoff solange negative Ionen an das umgebende Gas ab, als es reduziert wird; ist die Reduktion vollendet und das Kupfer blank, so nimmt der Wasserstoff ebenfalls wie ein anderes Gas positive Ladung an.

Bei Weißglut treten an der Grenzfläche von festen Körpern gegen ein Gas verwickelte Verhältnisse auf. Es ist anzunehmen, daß Elektrisierung durch Temperatur wie bei Rotglut stattfindet und dem Gase sowohl positive wie negative Ionen, aber überwiegend Ionen des einen Vorzeichens zuführt. Neben der Temperatur tritt aber bei Weißglut noch ein anderer Elektrisator in Thätigkeit; das ist das ultraviolette Licht; dieses führt von den festen Körpern in das angrenzende Gas, ausschließlich negative Ionen (Elektronen) über, wie im nächsten Abschnitt ausgeführt wird. Drittens findet neben dieser zweifachen Art von Elektrisierung noch Ionisierung durch Temperatur in der an den weißglühenden Körper grenzenden Gasschicht statt.

Das Resultat der Übereinanderlagerung der drei genannten Faktoren besteht darin, daß das an einem weißglühenden Körper grenzende Gas sowohl positive wie negative Ionisation annimmt und darum positive und negative Ladung ableitet. Seine Ionisation ist heimisch, soweit sie durch Ionisierung entsteht; fremd, soweit sie durch Elektrisierung bewirkt wird. Demgemäß hat man die an einen weißglühenden Körper grenzende Gasschicht

als ein Gemisch aus dem ursprünglich reinen Gase und aus dem Dampf des glühenden Körpers zu betrachten. Dieser Fall liegt beispielsweise bei dem Lichtbogen vor.

3. Verdampfung von Ionen.

Unter Verdampfung versteht man den Übergang von Massenteilchen aus der festen oder flüssigen Phase in die gas- oder dampfförmige. Bei der Verdampfung wird kinetische Energie der Massenteilchen oder Wärme in potentielle Energie verwandelt.

Den Begriff der Verdampfung hat man bisher ausschließlich auf neutrale Massenteilchen angewendet. Insofern indes die Temperatur als Elektrisator Ionen aus einem flüssigen oder festen Körper in das angrenzende Gas oder mit anderen Worten aus der flüssigen und festen Phase in die dampfförmige überführen kann, darf man auch von einer Verdampfung der Ionen sprechen. Die Elektrisierungsarbeit hat man dann als Verdampfungswärme anzusprechen.

Wie für verschiedene Körper die Verdampfungswärme der neutralen Teilchen verschieden groß ist, so auch diejenige ihrer Ionen. Bei gewöhnlicher Temperatur ist der *Dampfdruck der Ionen* über einem ionisierten festen oder flüssigen Körper sehr klein, viel kleiner als derjenige der neutralen Teilchen. Es ist nämlich die Kontaktenergie der Ionen eine sehr große. So kann man einen flüssigen Körper, wie Wasser und Quecksilber, zum Verdampfen bringen, ohne daß der aufsteigende Dampf Ionen mit sich führt. Gut isoliertes Wasser und Quecksilber verliert bei der Verdampfung weder eine positive noch eine negative Ladung[1]); der Dampf ionisierter Flüssigkeiten verhält sich bei Ausschluß von Ionisatoren wie ein gewöhnliches Gas, er besitzt lediglich eine sehr geringe Selbstionisation.

Wie im vorausgehenden Abschnitt dargelegt wurde, beginnt die Verdampfung der Ionen eines Körpers erst mit der Rotglut; bei deren Temperatur stellt sich also über dem Körper allmählich ein Dampfdruck seiner Ionen her; derjenige der positiven

---

[1]) Blake, W. A. **19,** 518, 1883; Sohncke, W. A. **34,** 925, 1888; Schwalbe, W. A. **58,** 500, 1896. Beattie, Ph. M. (6) **1,** 425, 1901; Beggerow, A. Ph. **7,** 494, 1902.

ist hierbei in der Regel größer oder kleiner als derjenige der negativen. Darum nimmt der Dampf- oder Gasraum eine positive oder negative innere Ladung an.

Bei Weißglut ist die Verdampfung der Ionen noch größer; sie erstreckt sich dann nach den vorliegenden Erfahrungen sowohl auf die positiven wie negativen Ionen. Diese Verdampfung verzehrt bei Leistung der Elektrisierungsarbeit kinetische Energie der Ionen; damit sie fortbestehen kann, darf die Temperatur nicht sinken; es muß darum beständig Energie zugeführt werden. Dieser Vorgang spielt sich beispielsweise im Lichtbogen ab. In diesem findet an den weißglühenden Stellen der Anode wie der Kathode Verdampfung statt und zwar, wie die große Leitfähigkeit des Lichtbogens lehrt, auch Verdampfung von Ionen. Die Verdampfungswärme oder die Elektrisierungsarbeit wird dadurch aus der elektrischen Feldenergie gewonnen, daß durch die elektrische Kraft die Ionen in Bewegung gesetzt werden und beim freien Durchlaufen einer Spannungsdifferenz eine beträchtliche kinetische Energie annehmen und diese dann an die Elektrodenoberfläche abgeben.

III. Lichtelektrische Zerstreuung.[1])

1. Nachweis der lichtelektrischen Zerstreuung.

Oben ist von der Ionisierung durch ultraviolettes Licht die Rede gewesen. Diese spielt sich im Innern eines Gases an dessen neutralen Teilchen ab und hat nicht die Gegenwart von festen Körpern zur Voraussetzung. Von der *Ionisierung* durch das ultraviolette Licht ist die *Elektrisierung* eines Gases durch Licht zu unterscheiden. *Diese spielt sich ab in der Grenzfläche eines festen oder flüssigen Körpers gegen ein Gas.* Sie

[1]) Hertz, W. A. **31**, 983, 1887; E. Wiedemann u. Ebert, W. A. **33**, 241, 1888; **35**, 209, 1888; †Hallwachs, W. A. **33**, 301, 1888; **34**, 731, 1888; **37**, 666, 1889; Arrhenius, W. A. **33**, 638, 1888; †Stoletow, C. R. **106**, 1149, 1539, 1888; **107**, 91, 1888; **108**, 1241, 1889; Phys. Revue. **1**, 721, 1892; J. Ph. (2) **9**, 468, 1890; Righi, C. R. **106**, 1349, 1888; **107**, 559, 1888; J. Ph. (2) **7**, 153, 1888; Exn. Rep. **25**, 380, 1889; Atti Ist. Ven. **7**, 1889; Rend. Linc. 1888; 1889; Mem.

besteht darin, daß beispielsweise aus der Grenzfläche eines Metalles gegen ein Gas durch das auffallende Licht, insbesondere durch ultraviolette Strahlen Ionen losgelöst und in den Gasraum gehoben werden. *Diese Elektrisierung erstreckt sich indes nur auf die negativen, nicht auf die positiven Ionen.*

Die Elektrisierung durch ultraviolettes Licht läßt sich mittels folgender Versuchsanordnung nachweisen. Auf eine gut gereinigte, frisch abgeschmirgelte vertikale Zinkplatte läßt man aus geringer Entfernung von einem Lichtbogen oder einem intensiven Funken ultraviolettes Licht fallen. Die Zinkplatte leitet man erst zur Erde ab und verbindet sie darauf mit einem empfindlichen Elektrometer. Dieses zeigt dann nach kurzer Zeit eine positive Ladung an; diese wird stärker und steigt bis zu einer Spannung von etwa 30 Volt, wenn man die Luft über der bestrahlten Platte wegbläst. Das Auftreten einer positiven Ladung auf der Platte beweist, daß unter der Wirkung des Lichtes negative Ionen sich in den angrenzenden Gasraum begeben haben. Deren negative Ladung kann man auf folgende Art nachweisen. Man saugt über der bestrahlten Zinkplatte das Gas durch ein Rohr ab, das isoliert und in der Nähe seines Endes mit Glaswolle verstopft ist. Ein mit dem Rohre verbundenes Elektrometer zeigt dann negative Ladung an.

Da an einer ultraviolett bestrahlten Metallfläche ein Gas

Bol. **9,** 1888; **10,** 85, 1890; Bichat u. Blondlot, C. R. **106,** 1349, 1888; Bichat, C. R. **107,** 557, 1888; †Elster u. Geitel, W. A. **38,** 40, 497, 1889; **39,** 332, 1890; **41,** 161, 166, 1890; **42,** 564, 1891; **43,** 225, 1891; **44,** 722, 1891; **46,** 281, 1892; **48,** 625, 1893; **52,** 433, 1894; **55,** 684, 1895; **57,** 23, 401, 1896; **62,** 599, 1897; Hoor, W. B. **97,** 719, 1888; Exn. Rep. **25,** 105, 1889; Lenard u. Wolf, W. A. **37,** 443, 1889; Borgmann, C. R. **108,** 733, 1889; Branly, C. R. **110,** 751, 898, 1890; **116,** 741, 1893; **114,** 68, 1892; **120,** 829, 1895; L. E. **41,** 143, 1891; J. Ph. (3) **2,** 300, 1893; Precht, W. A. **49,** 162, 1893; Cantor, W. B. **102,** 1188, 1893; Breisig, Bbl. **17,** 60, 1893; Warburg, W. A. **59,** 1, 1896; A. Ph. **5,** 811, 1901; Simon, W. B. **104,** 565, 1895; Jaumann, W. A. **62,** 396, 1897; G. C. Schmidt, W. A. **62,** 407, 1897; **64,** 708, 1898; Henry, Pr. Cambr. S. **9,** 319, 1897; †Buisson, C. R. **127,** 224, 1898; **130,** 1298, 1900; Zeleny, Ph. M. (5) **45,** 272, 1899; Rutherford, Pr. Cambr. S. **9,** 401, 1898; v. Schweidler, W. B. **107,** 881, 1898; **108,** 273, 899, 1899; † Lenard, W. B. **108,** 1649, 1899; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **48,** 557, 1899; Merritt u. Stewart, Ph. R. **11,** 230, 1900; Guthe, A. Ph. **5,** 818, 1901; Kreusler, A. Ph. **6,** 398, 412, 1901.

wohl negative, aber nicht positive Ionen zugeführt erhält, so leitet es von dem Metall nur eine negative, nicht eine positive Ladung ab. Insofern ultraviolettes Licht eine negative Ladung eines Körpers durch Elektrisierung zerstreut, hat man diesen Vorgang *lichtelektrische Zerstreuung* genannt. Man kann sie mittels folgender Versuchsanordnung nachweisen. Einer gut gereinigten, frisch abgeschmirgelten vertikalen Zinkplatte ist in kleinem Abstand ein Drahtnetz aus Kupfer oder Messing gegenübergestellt. Dieses ist an die Erde gelegt, jene ist isoliert, negativ geladen und mit einem Elektrometer verbunden. Durch das Drahtnetz hindurch läßt man auf die Zinkplatte von einer Bogenlampe in einem mit einem Quarzfenster verschlossenen Blechkasten aus etwa 50 cm Abstand ultraviolettes Licht fallen. Ist das Quarzfenster zugedeckt, die Zinkplatte also nicht belichtet, so verliert diese ihre Ladung sehr langsam. *Sowie jedoch das Bogenlicht auf die Platte fällt, zeigt das Elektrometer einen raschen Verlust ihrer negativen Ladung an. Der Verlust positiver Ladung wird durch die Belichtung nicht beschleunigt.*

Eine andere Art, den Einfluß der Belichtung auf die Entladung negativer Elektrizität zu zeigen, besteht in Folgendem. Zwei Funkenstrecken sind in Parallelschaltung an ein Induktorium oder eine Elektrisiermaschine angeschlossen. Beide werden so eingestellt, daß zwischen ihnen gerade noch Funken überspringen können und zwar unregelmäßig bald in der einen, bald in der anderen. Wird dann die Kathode der einen ultraviolett belichtet, während die andere vor Bestrahlung geschützt wird, so gehen die Funken nur in der belichteten Strecke, nicht mehr in der unbelichteten über. Diese Erscheinung erklärt sich daraus, daß durch die Elektrisierung an der belichteten Kathode der weiter unten näher besprochene Entladeverzug aufgehoben wird.

Endlich kann man die lichtelektrische Zerstreuung galvanometrisch nachweisen und messend verfolgen. Einer Zinkplatte wird in kleinem Abstand ein Netz aus Messing- oder Kupferdraht gegenübergestellt; Platte und Netz sind durch eine Batterie und ein hoch empfindliches Galvanometer miteinander leitend verbunden. Liegt der negative Pol an der Zinkplatte und wird diese durch das Drahtnetz hindurch ultraviolett be-

strahlt, so zeigt das Galvanometer einen von der Platte zum Netz durch die zwischenliegende Gasschicht gehenden negativen elektrischen Strom an. Ist die Zinkplatte positiv, so zeigt das Galvanometer keinen Ausschlag. Den *Strom* in jenem Falle nennt man *lichtelektrisch.* Seine Stärke wächst mit der Intensität der Bestrahlung; ihre Abhängigkeit von Elektrodenspannung und Gasdruck ist weiter unten besprochen.

Das Gas spielt bei dem Vorgang der Elektrisierung durch Licht eine untergeordnete Rolle; unter sonst gleichen Umständen hängt die Zahl der aus einer festen oder flüssigen Grenzfläche freigemachten negativen Ionen nur wenig ab von der Art und dem Drucke des Gases. Für die Bewegung der freigemachten Ionen durch das Gas hindurch, also für den lichtelektrischen Strom ist dagegen Art und Druck des Gases von großer Bedeutung. Die lichtelektrische Zerstreuung findet auch im höchsten von uns erzielbaren Vakuum statt. Bei kleinem Elektrodenabstand ist dann die Stärke des lichtelektrischen Stromes nahezu unabhängig von der Elektrodenspannung und lediglich bedingt durch die Intensität der Strahlung, sie ist dann proportional der in der Zeiteinheit frei gemachten negativen Ionen.

2. Abhängigkeit von der Natur des Lichtes.

In den oben angegebenen Versuchen zum Nachweis der lichtelektrischen Zerstreuung ist zumeist auf den Lichtbogen als Lichtquelle hingewiesen. Dieser ist nämlich reich an blauen und ultravioletten Strahlen und diese sind es, welche stärker als der übrige Teil des Spektrums zerstreuend wirken. Statt des einfachen Kohlenlichtbogens nimmt man noch besser einen Bogen, dessen positive Kohle eine Seele aus Aluminium oder Zink besitzt. Eine wirksame, an stark brechbaren Strahlen reiche Lichtquelle erhält man auf folgende Art. Zwischen Zink-, Magnesium- oder Aluminiumkugeln läßt man aus einem größeren Induktorium Funken überspringen; um diesen eine große Intensität zu geben, sind an die Pole größere Kapazitäten geschaltet.

Lichtelektrisch wirksam ist auch Magnesiumlicht, Sonnenlicht, diffuses Tageslicht. Doch zeigt sich hier die Zerstreuung deutlich nur bei empfindlichen Metallen wie Zink, Aluminium, Alkalien. Bei Verwendung dieser Körper läßt sich

die lichtelektrische Zerstreuung sogar mit Petroleumlicht und einer nichtleuchtenden Bunsenflamme nachweisen.

Daß es hauptsächlich die ultravioletten Strahlen sind, welche lichtelektrisch wirksam sind, läßt sich in folgender Weise zeigen. Schaltet man zwischen Zerstreuungskörper und Lichtquelle eine Glasplatte ein, so verlangsamt sich die Zerstreuung beträchtlich; Quarz läßt Ultraviolett durch, hemmt darum zwischengeschaltet die Zerstreuung nicht. Auch Luft absorbiert bekanntlich teilweise ultraviolette Strahlen; darum nimmt die zerstreuende Wirkung rasch ab bei zunehmender Entfernung zwischen Zerstreuungskörper und Lichtquelle. Unter sonst gleichen Umständen wächst die Zerstreuung mit der Intensität der Belichtung.

Die Strahlenarten, welche zerstreuend wirksam sind, werden von dem Zerstreuungskörper immer absorbiert; da die stark brechbaren Strahlen von den meisten Körpern kräftig absorbiert werden, so ist ihr großes Zerstreuungsvermögen verständlich. Strahlen, welche von dem Zerstreuungskörper nicht absorbiert werden, wirken auf ihn auch nicht. *Doch hat umgekehrt die Absorption nicht notwendig die lichtelektrische Zerstreuung zur Folge.*

Die nachstehende Tabelle (nach J. Elster u. H. Geitel) giebt eine Übersicht über das Zerstreuungsvermögen verschiedener Farben bei Alkalien.

Lichtfarbe	Maß für die Zerstreuung		
	Natrium	Kalium	Rubidium
Weiß . . .	21,9	53,2	526,2
Blau . . .	1,8	30,3	86,8
Gelb . . .	8,2	3,5	339,7
Orange . .	3,1	2,2	182,0
Rot . . .	0,2	0,1	21,0

Bei Bestrahlung mit polarisiertem Licht hat die Stellung der Polarisationsebene Einfluß auf die Größe der Zerstreuung. Läßt man durch ein Nikol das wirksame Licht auf eine sehr gut spiegelnde Oberfläche eines stark lichtempfindlichen Zerstreuungskörpers (Natrium-Kalium-Legierung im

Vakuum) fallen, so beobachtet man bei einer langsamen Drehung des Nikols um 360° zwei Maxima und zwei Minima der Zerstreuung. Die Minima treten auf, wenn die Polarisationsebene des Lichtes mit der Einfallsebene zusammenfällt; die Maxima zeigen sich bei den um 90° verschiedenen Lagen, wenn also die Schwingungen der elektrischen Kraft im Licht zum Teil senkrecht zur Oberfläche des Zerstreuungskörpers erfolgen. Das Verhältnis vom Maximum zum Minimum der Zerstreuung ist etwa 12. Ist J die lichtelektrische Wirkung, α der Winkel, welche die Richtung der elektrischen Schwingung mit der Einfallsebene bildet, sind A und B Konstanten ($A > B$) für einen bestimmten Einfallswinkel, so gilt $J = A \cos^2 \alpha + B \sin^2 \alpha$.

Bei Verwendung von polarisiertem Licht ändert sich die Zerstreuung auch etwas mit dem Einfallswinkel. Für eine Natrium-Kalium-Legierung im Vakuum liegt das Maximum der Zerstreuung bei einem Einfallswinkel von 60—70°.

3. Abhängigkeit von der Natur der Oberfläche.

Da die elektrisierende Wirkung der Bestrahlung gerade an der Oberfläche eines Körpers gegen Gas erfolgt, so ist verständlich, daß die Oberflächenbeschaffenheit des Zerstreuungskörpers von großem Einfluß auf die Größe der Zerstreuung ist. Wir setzen zunächst möglichst reine Oberflächen voraus.

Am empfindlichsten für die lichtelektrische Zerstreuung sind die Metalle, ihnen folgen stark absorbierende Flüssigkeiten wie Anilinfarblösungen; Wasser und Salzlösungen sind so gut wie nicht wirksam; auch einige Mineralien zeigen die lichtelektrische Zerstreuung, wie Flußspat und Granit. Wirksam sind auch die Balmain'sche Leuchtfarbe und Alkalisalze, die durch Kathodenstrahlen oder durch Alkalimetalldämpfe gefärbt sind.

Verschiedene Metalle sind verschieden empfindlich für die lichtelektrische Zerstreuung. Ordnet man sie nach ihrer Empfindlichkeit, so erhält man im wesentlichen dieselbe Reihe, wie wenn man sie nach ihrer Voltadifferenz ordnet. Es sei folgende Reihe nach abnehmender Empfindlichkeit gegeben: Kalium,

Kalium-Natrium-Legierung, Natrium, Rubidium-, Kalium-, Natrium-, Lithium-, Magnesium-, Thallium-, Zink-Amalgam.

Ist eine Zerstreuungsoberfläche nur ein wenig verunreinigt, so liefert sie andere Zerstreuungswerte, als wenn sie frisch gereinigt ist. Eine dünne Wasser- oder Seifenlösungsschicht auf einem Metall verhindert die Zerstreuung. Dabei werden nicht etwa die wirksamen Strahlen sämtlich von der am Metall haftenden Flüssigkeit absorbiert, sondern es fehlt eben eine empfindliche Grenzfläche gegen das Gas. Denn läßt man die Flüssigkeit die Metallfläche nicht bedecken, sondern schaltet sie lediglich zwischen diese und die Lichtquelle ein, so erhält man Zerstreuung. Metallflächen, die durch Liegen an der Luft sich mit einer dünnen Oxydschicht bedeckt haben, sind ebenfalls wenig empfindlich.

4. Lichtelektrische Veränderung einer Oberfläche.

Eine Oberfläche, insbesondere eine metallische, wird durch die lichtelektrische Zerstreuung verändert.

Ein dünnes Goldblättchen sei in einer kleinen Büchse mit einer durchsichtigen Gipsplatte als Deckel eingeschlossen, einzelne Stellen von ihm seien mit Glas oder Glimmer oder mit Zinnfoliestegen bedeckt. Gips läßt ultraviolette Strahlen durch, die letztgenannten Stoffe halten sie durch Absorption von den von ihnen bedeckten oder beschatteten Stellen des Goldes ab. Setzt man nun ein solches Goldblättchen lange Zeit (50 Stunden) der Belichtung durch eine Bogenlampe aus, so zeigt es darnach folgende Veränderung. Die beschatteten Stellen, die kein ultraviolettes Licht erhalten haben, sind ungeändert; die belichteten Stellen dagegen erscheinen im reflektierten Licht rauh und matt.

Eine frisch amalgamierte Zinkplatte werde mit einem schwarzen Schirm bedeckt, in den Löcher geschnitten sind; so werde sie einige Minuten der Sonnenstrahlung ausgesetzt. Darauf werde sie in Joddampf gebracht. Dann erscheint die Zeichnung des Schirmes in dem sich bildenden Jodzink; es werden nämlich diejenigen Stellen chemisch weniger angegriffen, die zuvor belichtet waren.

Auf die Veränderung einer Oberfläche durch die lichtelektrische Zerstreuung ist die *lichtelektrische Ermüdung* eines

Zerstreuungskörpers zurückzuführen. Diese besteht in Folgendem. Ist z. B. eine Zink- oder Aluminiumscheibe im Dunkeln frisch gereinigt und abgeschmirgelt worden, und wird sie dann negativ geladen und z. B. mit Sonnenstrahlen belichtet, so zeigt sie erst eine sehr starke Zerstreuung; diese nimmt aber schnell ab und wird schließlich sehr klein. Bringt man darauf für einige Zeit die Scheibe ins Dunkel, so erholt sie sich wieder, und wird sie dann von neuem belichtet, so zeigt sie wieder eine so starke Zerstreuung, wie wenn sie frisch gereinigt worden wäre.

5. Vorgang der Elektrisierung durch Licht.

Bei Anwendung der oben dargelegten Prinzipien der Elektrisierung auf die lichtelektrische Zerstreuung gewinnt man von deren Wesen folgende Auffassung. Ein Lichtstrahl führt Energie mit sich; in ihm schwingt periodisch die elektrische und magnetische Kraft durch Null hindurch zwischen einer maximalen positiven und negativen Amplitude. Trifft er auf die Grenzfläche eines festen oder flüssigen Körpers gegen ein Gas, so treibt seine elektrische Kraft die hier liegenden positiven und negativen Ionen an. Auf sie geht von dem Lichtstrahl Energie über; sie werden von der elektrischen Kraft verschoben. Erfolgt diese Verschiebung nicht entgegen einer Kraft, so verwandelt sich die absorbierte Lichtenergie in kinetische Ionenenergie; werden indes die Ionen entgegen einer Kraft, z. B. normal zur Grenzfläche entgegen der Kontaktkraft verschoben, so verwandelt sich ein Teil der absorbierten Lichtenergie in potentielle Kontaktenergie, der andere Teil in die kinetische Energie des verschobenen Ions. Der bei der Verschiebung des Ions zurückgelegte Weg wächst erstens mit der Menge der absorbierten Lichtenergie; ist diese konstant, so ist er zweitens um so größer, je kleiner die Kontaktenergie des betreffenden Ions gegen den bestrahlten Körper und je kleiner die Masse des Ions ist. Wenn diese groß ist, etwa gleich derjenigen eines chemischen Atoms, so vermag das Ion in seiner Bewegung dem schnellen Wechsel der Periode der elektrischen Kraft im Lichtstrahl nur mit einer sehr kleinen Amplitude zu folgen. Hierbei kann es sich soweit von der festen Grenzfläche in den Gas-

raum hinein entfernen, daß die Kontaktkraft sehr klein und das Ion frei wird.

Nun lehrt die Erfahrung, daß durch das Licht nur negative, nicht positive Ionen von einer festen oder flüssigen Grenzfläche in den angrenzenden Gasraum verschoben werden. Daraus müssen wir schließen, daß die negativen Ionen eine kleinere Kontaktenergie oder eine sehr viel kleinere Masse als die chemischen Atome oder beides zugleich besitzen. Nehmen wir an, daß sie in erster Linie infolge ihrer sehr viel kleineren Masse auf einer großen Wegstrecke normal zur Grenzfläche von der elektrischen Kraft des Lichtstrahles verschoben werden, so müssen wir erwarten, daß eine Untersuchung ihrer Masse einen sehr kleinen Wert für diese liefern wird. Dies ist nun in der That der Fall. Bestimmt man nämlich für die von einer ultraviolett bestrahlten Metallfläche ausgehenden negativen Ionen das Verhältnis von Ladung (ε) zur Masse (μ), so findet man den Wert $1 \cdot 10^7$ in elektromagnetischem Maße. Für das Wasserstoffion in einer Flüssigkeit ist dieser Wert $9{,}5 \cdot 10^3$. Da anderweitig bekannt ist, daß die Ladung ε konstant, in beiden Fällen die gleiche ist, so ist die Masse eines lichtelektrisch von einer Metallfläche losgelösten negativen Ions mehr denn tausendmal kleiner als diejenige eines Wasserstoffatoms. *Die lichtelektrisch zerstreuten Ionen sind demgemäß negative Elektronen.*

Nach der im Vorstehenden vertretenen Auffassung der Elektrisierung durch Licht ist ohne weiteres verständlich, daß die lichtelektrische Zerstreuung immer Lichtabsorption zur Voraussetzung, daß aber diese nicht notwendig jene zur Folge hat. Ferner muß an einer blanken sehr gut spiegelnden Oberfläche die lichtelektrische Zerstreuung stärker sein, wenn die elektrische Kraft des Lichtes in der Einfallsebene, als wenn sie senkrecht zu ihr, also parallel zur Grenzfläche schwingt. Die Erscheinung, daß bei gleicher Lichtabsorption verschiedene Metalle lichtelektrisch verschieden empfindlich sind, erklärt sich endlich daraus, daß die Kontaktenergie der negativen Elektronen gegen verschiedene Metalle verschieden groß ist.

VI. Elektrisierung durch Änderung flüssiger Oberflächen und durch chemische Vorgänge.

1. Elektrisierung durch Änderung flüssiger Oberflächen.[1])

Spritzt ein Wassertropfen gegen eine Metallplatte, so nimmt er eine positive Ladung an, die umgebende Luft eine negative. Schüttelt man Quecksilber in einer Flasche und saugt die Luft ab, so erweist sich diese negativ geladen. Luft, die durch Wasser perlt, zeigt ebenfalls eine negative Ladung.

Allgemein kann man Folgendes sagen. Ein Gas wird elektrisiert, wenn in ihm oder an ihm eine flüssige Oberfläche schnell eine Änderung erfährt. Auf das Vorzeichen und die Größe der dabei hervorgebrachten Ladung des Gases haben geringe Zusätze zur Flüssigkeit einen großen Einfluß. So wird Luft durch das Zerstäuben einer verdünnten wässerigen Kochsalzlösung nicht negativ, sondern positiv elektrisiert.

Über das Wesen der Elektrisierung eines Gases durch Änderung einer flüssigen Oberfläche ist man sich noch nicht klar.

2. Elektrisierung durch chemische Vorgänge.[2])

Werden bei einem chemischen Vorgange in der Grenzfläche eines festen und flüssigen Körpers Gase entwickelt, so sind diese häufig elektrisiert, sie zeigen eine positive oder negative Ladung. In welcher Weise diese Elektrisierung zu stande kommt, ist noch nicht aufgeklärt. Es seien folgende Beispiele angeführt.

---

[1]) Lenard, W. A. **46**, 584, 1892; Elster u. Geitel, W. A. **47**, 496, 1892; Wesendonck, W. A. **47**, 529, 1892; **51**, 353, 1894; Holmgren, F. 1895 II, 519; Kelvin, Maclean u. Galt, Pr. R. S. **57**, 335, 436, 1895; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **37**, 341, 1894; Usener, Z. Ph. Ch. **18**, 191, 1895.

[2]) Lavoisier u. Laplace, Mém. de l'Ac. d. Sc. 1782; Enright, Ph. M. (5) **29**, 56, 1890; Townsend, Pr. Cambr. S. 1897, 244, 345; Ph. M. **45**, 125, 1898.

Chlor, das durch Einwirkung von Salzsäure auf Mangansuperoxyd frei wird, ist positiv geladen. Entwickelt man aus Schwefelsäure an Eisen schnell Wasserstoff, so führt dieser eine positive Ladung mit sich, ebenso Sauerstoff, der durch Erhitzen von übermangansaurem Kalium erhalten wird. Auch Gase, die durch die Elektrolyse frei werden, sind unter Umständen elektrisch geladen.

Dritter Teil.

Charakteristik der elektrischen Strömung.

Erstes Kapitel.

Art und Form der elektrischen Strömung.

I. Allgemeines über die elektrische Strömung.

1. Definitionen.

Freie Ionen vermögen dem Antrieb einer Kraft zu folgen, die positiven Ionen können in der einen Richtung sich bewegen, die negativen in der entgegengesetzten. Als Träger einer elektrischen Ladung führen die Ionen bei ihrer Bewegung elektrische Ladung mit sich fort; ein Strom positiver oder negativer Ionen ist daher gleichbedeutend mit einem Strome positiver oder negativer Elektrizität. Unter *Stärke* J_g eines *elektrischen Stromes* in einem Leiterquerschnitt versteht man die Elektrizitätsmenge (E), die in der Einheit der Zeit (t) durch den Querschnitt fließt, oder das Verhältnis $J_g = \frac{dE}{dt}$. Da eine Elektrizitätsmenge atomistisch an die Ionen verteilt ist, so kann man (N Anzahl der in der Zeiteinheit durch den Querschnitt wandernden Ionen, ε ihre Ladung) auch setzen $J_g = N \cdot \varepsilon$.

Da es positive und negative Elektrizität giebt, so giebt es auch einen Strom J_p positiver und einen Strom J_n negativer Elektrizität oder einen Strom positiver und negativer Ionen. Fließt ein Strom positiver Ionen in einer bestimmten Richtung, so bringt er qualitativ dieselben Wirkungen hervor,

wie ein Strom negativer Ionen in der entgegengesetzten Richtung. In einem Körper ist in der Regel gleichzeitig ein Strom positiver und ein Strom negativer Ionen vorhanden; für die Wirkung nach außen kommt der *Gesamtstrom* J_g in Betracht; für diesen gilt $J_g = J_p + J_n$. Wird die Richtung von J_p als positiv angenommen, so ist J_n positiv, wenn seine Ionen in entgegengesetzter Richtung zu den positiven strömen.

In einem Körper, in dem keine freien Ionen vorhanden sind, ist keine andauernde elektrische Strömung möglich; ein solcher Körper heißt *Isolator* oder Dielektrikum; Gase, die nicht ionisiert sind, sind Isolatoren. Sind in einem Körper freie Ionen vorhanden, so ist in ihm eine Strömung von Elektrizität möglich; der Körper heißt dann *Leiter;* ionisierte Gase leiten in diesem Sinne die Elektrizität. Man kann demgemäß sagen: ein Gas ionisieren heißt, es aus dem isolierenden in den leitenden Zustand überführen. Eine elektrische Strömung in einem Gase ist eine Gegenwanderung von positiven und negativen Ionen in ihm. *Entladung* eines geladenen Körpers in einem Gase heißt der Vorgang, in dem Ionen entgegengesetzten Vorzeichens an den Körper heran-, Ionen gleichen Vorzeichens wegwandern.

Durch den Äther hindurch bewegen sich die Ionen ohne jegliche Reibung; ist ihre Geschwindigkeit konstant, so geben sie an ihn keine Energie ab. Insofern im Äther Ionen vorhanden sind, kann er, zusammen mit diesen genommen, als ein Leiter betrachtet werden. *Der reine Äther dagegen ist ein vollkommener Isolator,* eben weil das Wort „rein" das Vorhandensein von Ionen in ihm ausschließt.

Eine Kraft, welche in einem Punkte die positiven und negativen Ionen so in Bewegung setzt, daß daraus ein von Null verschiedener Gesamtstrom resultiert, heißt *elektrische Triebkraft.* Eine Kraft in einer Richtung ist eine Folge davon, daß eine Energie in der betreffenden Richtung räumlich sich ändert; wo eine Kraft an einem Punkt ist, da ist auch eine Energiedifferenz zwischen zwei Punkten vorhanden, zwischen welchen jener dritte Punkt liegt. *Elektromotorische Kraft* ist in diesem Sinne eine Energiedifferenz zwischen zwei Punkten, welche zwischen diesen eine elektrische Triebkraft und damit eine Strömung von Ionen zur Folge hat.

Hat die Strömung in einem Querschnitt einen zeitlich konstanten Wert, so heißt sie *stationär*. Wir betrachten hauptsächlich die stationäre elektrische Strömung; in ihr ist auch der Zustand des durchströmten Gases stationär. Die zeitlich variable elektrische Strömung ist weniger durch das Auftreten der elektromotorischen Kraft der Induktion verwickelt als vielmehr dadurch, daß sich bei Gasen zusammen mit der Stromstärke in der Regel auch die Ionisation des Gases stark ändert.

2. Unselbständige und selbständige Strömung.[1])

Wie allgemein die elektrische Strömung in einem Leiter, so hat sie auch in einem Gase das Vorhandensein von Ionisation zur Voraussetzung. Nun verschwinden aus einem ionisierten Gasvolumen durch Molisierung oder Diffusion beständig freie Ionen, eine durchgeleitete elektrische Strömung verzehrt ebenfalls Ionen, indem sie solche an den Elektroden niederschlägt und neutralisiert. Eine stationäre Strömung hat aber stationäre Ionisation zur Voraussetzung; damit sie in ihrer Stärke unvermindert bestehen kann, muß in dem durchströmten Gase beständig ein Ionisator thätig sein, der den Abgang an Ionen fortwährend durch Ionisierung neutraler Teilchen ersetzt.

Nach dem Ursprung der Ionisation in einem durchströmten Gase unterscheidet man nun zwei Gruppen von elektrischen Strömungen in Gasen. Erstens kann die Ionisation ausschließlich von einem anderen Ionisator als dem Ionenstoß oder auch von einem Elektrisator geliefert sein, so durch Temperatur, durch ultraviolette, Röntgen-, Becquerelstrahlen oder chemische Vorgänge. In diesem Falle heißt die Strömung *unselbständig*; sie erlischt, sowie der Ionisator zu wirken aufhört und ist auch in ihrer Stärke abhängig von dem sekundären Ionisator. Zweitens kann die Ionisation von der elektrischen Kraft der Strömung selbst dadurch geschaffen sein, daß die von ihr bewegten Ionen durch ihren Stoß neutrale Gasteilchen ionisieren. In diesem Falle heißt die elektrische Strömung *selbständig*.

Der Unterschied zwischen der unselbständigen und selbständigen Strömung tritt scharf hervor in der Beziehung

[1]) Stark, A. Ph. 4, 402, 1901.

zwischen der Elektrodenspannung und Stromstärke. Unter Elektrodenspannung ist ja die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden eines durchströmten Gases zu verstehen. Ihre Änderung ist in der Regel mit einer Änderung der Stromstärke verknüpft.

Vorausgesetzt, daß durch die Strömung an ihren Elektroden keine inneren elektromotorischen Gegenkräfte entwickelt werden, *ist eine unselbständige Strömung durch ein Gas bei einer beliebig kleinen Elektrodenspannung möglich;* mit deren Anwachsen wächst erst ebenfalls die Stromstärke, nimmt aber dann bei nicht zu großer Ionisation einen nahezu konstanten Wert (Sättigungsstromstärke i_s) an, den sie auch bei weiterer Steigerung der Elektrodenspannung beibehält. Gemäß der auf Seite 44 abgeleiteten Beziehung $i_s = N_i \cdot l \cdot \varepsilon$ ist die Sättigungsstromstärke i_s um so größer, je größer die Ionisierungsstärke N_i, je kräftiger also der Ionisator ist.

Bei der selbständigen Strömung (vergl. S. 56) müssen die Ionen, ein Minimum von kinetischer Energie angenommen, also ein Minimum von Spannungsdifferenz durchlaufen haben, um die Ionisierungsarbeit leisten und damit neutrale Gasteilchen ionisieren zu können. Demgemäß *besitzt eine jede selbständige Strömung durch ein Gas ein Minimum von Elektrodenspannung, unterhalb dessen sie nicht möglich ist.* Der Wert dieses Minimums hängt ab von der Art der selbständigen Strömung und den speziellen Verhältnissen, wie Länge und Querschnitt der Gasstrecke, der Natur des Gases und der Elektroden. Während alle unselbständigen Strömungen denselben Charakter besitzen, giebt es mehrere Arten selbständiger Strömung. Diese sind in den nachstehenden Abschnitten einzeln charakterisiert.

Selbständige und unselbständige Strömung sind auch gleichzeitig in derselben Gasstrecke möglich. In einer unselbständigen Strömung tritt bei genügender Steigerung der Ionengeschwindigkeiten durch Erhöhung der Elektrodenspannung schließlich neben den gegebenen Ionisator oder Elektrisator noch ionisierend der Ionenstoß (vergl. S. 72). Da mit wachsender Elektrodenspannung die Ionengeschwindigkeit wächst, so nimm dann auch die Ionisierung und die Stromstärke mit jener zu. Es sind demgemäß zwei Spezialfälle unselbständiger Strömung zu unterscheiden, die *rein unselbständige* und die *gemischt unselbständige.*

In jener wirkt ausschließlich ein sekundärer Ionisator oder Elektrisator, in dieser außerdem noch die Ionisierung durch Ionenstoß. *Die gemischt unselbständige Strömung unterscheidet sich von der selbständigen dadurch, daß sie erlischt, sowie der sekundäre Ionisator zu wirken aufhört.* Es kann indes die gemischt unselbständige sich schließlich auch in eine selbständige Strömung verwandeln durch fortgesetzte Steigerung der Elektrodenspannung. Dann aber erlischt sie nicht mehr mit dem sekundären Ionisator; auch kündigt sich ihr Eintritt durch eine beträchtliche Zunahme der Stromstärke an.

In den selbständigen Strömungen findet in der Regel nicht in allen Querschnitten Ionisierung durch Ionenstoß statt, keinesfalls in allen Querschnitten in derselben Stärke. Vielmehr giebt es in ihnen einzelne Partien, in denen die Ionisierung besonders stark ist; neben diesen befinden sich Partien, die ihre Ionen zum größten Teil aus jenen benachbarten Ionisierungspartien geliefert erhalten. *Die verschiedenen Arten der selbständigen Strömungen unterscheiden sich von einander durch die Art und Zahl ihrer Ionisierungspartien.* Eine jede in ihrer ganzen Ausdehnung selbständige Strömung muß mindestens an der Oberfläche *einer* Elektrode eine zweifache Ionisierungspartie haben, welche Ionen einerseits nach der Elektrode zu, andererseits in das Gas hinein liefert.

In selbständigen Strömungen ist der ausschlaggebende Ionisator der Stoß bewegter Ionen. Er kann hierbei unterstützt werden durch andere Ionisatoren, nämlich durch die Temperatur, durch ultraviolettes Licht und durch Röntgenstrahlen (Entladungsstrahlen); die Energie dieser sekundären Ionisatoren wird aber selbst wieder von ihm hervorgebracht; er kann daher durch diese Hilfsionisatoren nicht überflüssig werden.

II. Spitzenstrom.

1. Verteilung der Ionisation.

Die einfachste Art der selbständigen Strömung besteht darin, daß lediglich an einer Elektrode Ionisierung durch Ionenstoß stattfindet, nicht im Innern des durchströmten Gases. *Diese Ionisierung ist* dann offenbar *eine zweifache Grenzionisierung an der*

Anode oder der Kathode; an einer von diesen liegen zwei Ionisierungspartien, die sich gegenseitig bedingen, indem sie einander die entgegengesetzt geladenen Ionen liefern zur Aufrechterhaltung der Ionisierung. Von dieser zweifachen Grenzionisierungspartie weg werden dann die mit der betreffenden Elektrode gleichnamigen Ionen von der elektrischen Kraft in das Gas hinein nach der anderen Elektrode getrieben. Zwischen dieser und der Ionisierungspartie sind darum die betreffenden Ionen weit in der Überzahl gegen die anderen Ionen vorhanden; hier besitzt darum das durchströmte Gas immer eine elektrische Ladung, es sind die positive (n_p) und die negative Ionisation (n_n) beträchtlich voneinander verschieden; in den zwei Teilen der Grenzionisierung dagegen ist mit Annäherung $n_p = n_n$.

Die vorstehende Art der selbständigen Strömung tritt in zwei Formen auf. Die Grenzionisierung kann entweder an der Anode stattfinden, dann nimmt das Gas positive Ladung an; oder sie kann an der Kathode liegen und dem Gase eine negative Ladung mitteilen. In diesem Falle heißt die Strömung *negativer*, in jenem Falle *positiver Spitzenstrom.* Der Name Spitzenstrom erklärt sich aus der Versuchsanordnung, die man in der Regel zu treffen hat, um die besprochene Stromart zu erhalten.

Um nämlich neben der zweifachen Grenzionisierung an einer Elektrode die Ionisierung durch Ionenstoß im Innern des Gases auszuschließen, hat man hier das Eintreten der Ionisierung zu erschweren, dort zu erleichtern, indem man an der Elektrode der elektrischen Spannung einen starken, im Innern des Gases einen viel schwächeren Abfall giebt. Dies erreicht man auf folgende Weise. Man wählt als eine Elektrode eine scharfe Spitze, als zweite Elektrode eine ziemlich ausgedehnte Platte; diese stellt man unter Umständen aus einem schlechten Leiter, wie Holz oder Schiefer, her. An der Spitze ist dann der Spannungsabfall sehr groß, im Innern des Gases viel kleiner; die elektrischen Kraftlinien breiten sich von der Spitze weg angenähert in der Form eines Kegels durch das Gas nach der gegenüberstehenden Platte aus. Der Spitzenstrom kann auch an anders geformten Leitern, wie an Kugeln, nicht blos an Spitzen erhalten werden; er erfordert aber dann eine größere Elektrodenspannung und geht leichter in andere Stromarten über.

Im Spitzenstrom leuchtet das Gas in der Regel nur unmittelbar an der Spitze, hier nämlich besitzen die Ionen eine genügend große kinetische Energie, um das Gas zu ionisieren und zum Leuchten zu bringen. Beim negativen Spitzenstrom ist unter Umständen auch an der Oberfläche der Plattenanode ein schwaches Leuchten zu beobachten. Dann findet an dieser einfache Grenzionisierung durch die negativen Ionen statt, diese beansprucht ja nur wenige Volt und kann darum leicht eintreten. Durch diese einfache Grenzionisierung an der Platte werden auch positive Ionen in das Gasinnere geliefert; sie können aber wegen der Molisierung nur in geringer Zahl die Kathode erreichen. Wird im positiven Spitzenstrom die Geschwindigkeit der positiven Ionen an der Plattenkathode so

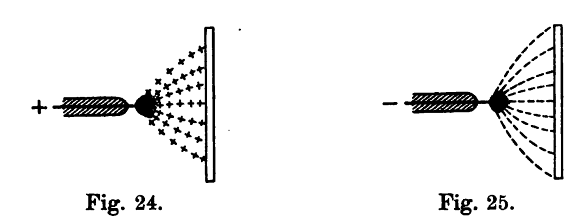


Fig. 24. Fig. 25.

groß, daß sie durch ihren Stoß Ionisierung in größerer Zahl bewirken, so schlägt, wie bereits (S. 71) bemerkt wurde, der positive Spitzenstrom in den Glimmstrom um.

Die zwei vorstehenden Figuren 24 und 25 zeigen schematisch die Lichtverteilung und Bahn der Ionen im positiven und negativen Spitzenstrom.

2. Ausbreitung der Stromlinien.[1])

Von einer geladenen Spitze laufen die elektrischen Kraftlinien, kegelförmig sich ausbreitend, nach einer gegenüberstehenden Platte, auch wenn noch keine Strömung zwischen Spitze und Platte erfolgt. Sowie indes der Spitzenstrom eintritt, verändert sich diese seitliche Divergenz der Kraftlinien. Es tritt ja zwischen Spitze und Platte eine innere Ladung

[1]) Warburg, W. A. **67**, 7, 1899; Chattock, Ph. M. (5) **48**, 404, 1899; Sieveking, A. Ph. **1**, 299, 1900; Knoblauch, A. Ph. **6**, 353, 1901.

mit dem Vorzeigen der Spitze auf und bedingt eine Änderung in dem Verlauf der Kraftlinien. Zwischen den positiven bez. negativen Ionen findet dann eine Abstoßung parallel zur Platte statt. Diese gegenseitige Abstoßung der gleichnamigen Ionen bedingt eine seitliche Divergenz der Stromlinien; *der Querschnitt des Spitzenstromes* wird aus diesem Grunde *für einen jeden Abstand von der Platte um so größer, je größer die innere Ladung, also die Stromstärke wird.*

Bei gleicher Elektrodenspannung ist der negative Spitzenstrom stärker als der positive. Nach den vorliegenden Beobachtungen ist *der Querschnitt des negativen Spitzenstromes unter sonst gleichen Verhältnissen größer als derjenige des positiven; in diesem divergieren also bei gleicher Elektrodenspannung die Stromlinien weniger als in jenem.*

III. Glimmstrom.

1. Allgemeines.

Der Glimmstrom ist ein negativer Spitzenstrom mit Innenionisierung, also mit einer positiven Lichtsäule. An seiner Kathode findet zweifache Grenzionisierung statt, an seiner Anode einfache Grenzionisierung. Zwischen der Anode und der Kathode liegt die positive Lichtsäule; in dieser, also im Innern des Gases erfolgt Ionisierung durch den Stoß der negativen Ionen. Die Ionisierung in ihr kann ungeschichtet oder geschichtet sein; demgemäß giebt es einen Glimmstrom mit *ungeschichteter* (Fig. 26), und einen mit *geschichteter positiver Lichtsäule* (Fig. 27). Zwischen der negativen Glimmschicht und der positiven Lichtsäule liegt der dunkle Zwischenraum.

Ein Glimmstrom besteht nach dem Vorhergehenden im allgemeinen aus folgenden einzelnen Teilen. Unmittelbar an der Kathode liegt die *erste Kathodenschicht;* in ihr erfolgt Ionisierung durch den Stoß der auf die Kathode zufliegenden positiven Ionen; die Ionisation und die Temperatur ist in ihr beträchtlich; sie sendet in der Regel ein rötlich-gelbes Licht aus. Auf die erste Kathodenschicht folgt der *dunkle Kathodenraum,* auf diesen die *negative Glimmschicht.* In dieser erfolgt

die Ionisierung durch die negativen Ionen, welche von der ersten Kathodenschicht herkommen; in ihr ist die Ionisation sehr groß, die elektrische Kraft klein, die Temperatur ebenfalls hoch, das ausgestrahlte Licht ist in der Regel bläulich gefärbt. Die negative Glimmschicht geht stetig über in den *dunklen Zwischenraum;* in diesem nimmt die Ionisierung mit wachsender Entfernung von der Kathode ab und wird schließlich sehr gering; die Ionisation wird von da ab in ihm nur mehr durch



Fig. 26.

die Zuwanderung von negativen Ionen aus der Glimmschicht, und von positiven aus der positiven Lichtsäule gegeben; *mit wachsendem Abstand von der Glimmschicht sinkt die Ionisation und steigt die elektrische Kraft und diese wird in dem dunklen Ende des Zwischenraumes schließlich so groß, daß die negativen*

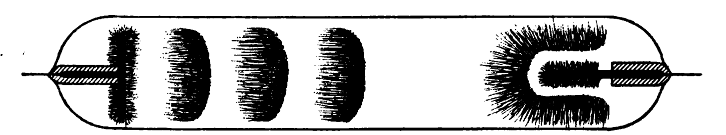


Fig. 27.

Ionen ihre Ionisierungsspannung frei durchlaufen und zur Ionisierung in der positiven Lichtsäule befähigt werden. In dem auf den dunklen Zwischenraum folgenden Anfang der positiven Lichtsäule erfolgt also die Ionisierung durch die aus dem Zwischenraum kommenden negativen Ionen; in den folgenden Teilen wird sie durch die negativen Ionen der Lichtsäule selbst bewirkt; damit diese auf ihrer freien Weglänge die Ionisierungsspannung durchlaufen können, darf das Gefälle der elektrischen Spannung bei gegebenen Verhältnissen nicht unter einen bestimmten Wert sinken. Die Schichten der positiven Lichtsäule besitzen einen leuchtenden der Kathode zugewandten Anfang und ein dunkles Ende, zwischem diesem und jenem

ist ein stetiger Übergang vorhanden. In dem leuchtenden Anfang einer jeden Schicht wird die Ionisierung durch die negativen Ionen hervorgebracht, welche die vorausgehende Schicht frei durchlaufen haben. Auf die positive Lichtsäule folgt die Anode, diese ist in der Regel ganz oder teilweise mit einer dünnen leuchtenden Schicht, der *Anodenschicht* bedeckt. In der Anodenschicht findet einfache Grenzionisierung durch die negativen Ionen statt.

Wie man sieht, ändert sich im Glimmstrom lediglich die Länge der positiven Lichtsäule, wenn man unter Konstanthaltung der übrigen Verhältnisse den Abstand der Elektroden ändert. *Indem man die Anode der Kathode nähert, verkürzt sich auf der Anodenseite die positive Lichtsäule; sie verschwindet ganz, wenn die Anode den dunklen Zwischenraum oder gar das negative Glimmlicht erreicht hat.* Man hat dann einen Glimmstrom ohne positive Lichtsäule, also einen negativen Spitzenstrom. Dieser stellt darum eine Endform des Glimmstromes dar. Der Unterschied zwischen einem gewöhnlichen negativen Spitzenstrom und einem Glimmstrom ohne positive Lichtsäule besteht in der Regel nur darin, daß jener als Anode zumeist eine ausgedehnte Platte hat, dieser eine Anode von kleineren Dimensionen (vergl. Verwandlung der Stromarten ineinander).

2. Grundfläche des negativen Glimmlichtes.[1]

Definition. — Die Bezeichnung „negatives Glimmlicht" faßt die drei Gebilde der zweifachen Grenzionisierung an der Kathode, erste Kathodenschicht, dunkler Kathodenraum, negative Glimmschicht, zusammen. Erste Kathodenschicht und negative Glimmschicht bedingen sich ja gegenseitig, einem jeden Teil der einen entspricht der gegenüberliegende Teil der anderen, beide sind einander parallel, wenigstens bei konstanter Stromdichte an der Kathode; ihre Projektionen auf die Oberfläche der Kathode sind mit sehr großer Annäherung gleich groß und fallen in den meisten Fällen zusammen. Diese Projektion soll die *Grundfläche des negativen Glimmlichtes* heißen.

[1]) Poggendorf, P. A. **138**; **169**; †Hittorf, W. A. **20**, 743, 1883; Crookes, Pr. R. S. **28**, 103, 1878; **30**, 469, 1880; Stark, Ph. Z. **3**, 88, 1901.

Abhängigkeit vom Gasdruck. — Bei konstanter Stromstärke und Temperatur wächst die Grundfläche des negativen Glimmlichtes, wenn der Gasdruck abnimmt; sie ist wenigstens mit Annäherung umgekehrt proportional dem Gasdruck. Geht man also von höheren Drucken aus und erniedrigt langsam den Gasdruck unter Konstanthaltung der Stromstärke, so bedeckt das negative Glimmlicht erst nur einen ganz kleinen Teil der Kathodenoberfläche, breitet sich dann allmählich über sie aus und bedeckt sie schließlich ganz.

Kann an einer Stelle in der Umgebung der Kathode die negative Glimmschicht nicht entstehen, weil dort ein fester Körper zwischen diese und die Kathode geschoben ist (vergl. S. 69), so verschwindet in ihrem Projektionsraum auf die Kathode das negative Glimmlicht. Durch diese Störung wird eine scheinbare Ausnahme von obigem Gesetz bedingt. Hat

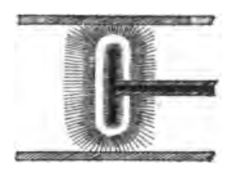


Fig. 28.

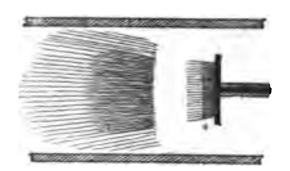


Fig. 29.

man nämlich beispielsweise eine scheibenförmige Kathode, und ist ihr Rand nahe der cylindrischen Gefäßwand, so breitet sich mit abnehmendem Gasdruck unter gleichzeitigem Wachsen der Länge des Kathodendunkelraumes das Glimmlicht allmählich erst auch über die ganze Kathode aus (Fig. 28). Sowie aber der Kathodendunkelraum die Gefäßwand erreicht hat, verschwindet am Rande das Glimmlicht und wegen der auftretenden negativen Wandladungen (vergl. Wandladungen) auch auf der Rückseite (Fig. 29). Es hat demnach den Anschein, als ob mit weiter abnehmendem Druck die Grundfläche des negativen Glimmlichtes wieder kleiner würde und sich auf die Mitte der vorderen Kathodenfläche zusammenzöge. Dies ist aber offenbar nur eine Folge der Störung durch die Gefäßwand; rückt man diese genügend von der Kathode ab, so ist diese auch bei den niedrigsten Drucken ganz mit Glimmlicht bedeckt (Fig. 30).

Abhängigkeit von der Stromstärke. — *Die Grundfläche des negativen Glimmlichtes nimmt bei konstantem Gasdruck zu, wenn die Stromstärke wächst. Kann es sich vollkommen symmetrisch ausbreiten,* wie an drahtförmigen Kathoden in weiten Gefäßen, *so ist seine Grundfläche* (f) *proportional der Stromstärke* (i); da sie unter der gemachten Voraussetzung auch mit Annäherung dem Gasdruck (p) umgekehrt proportional ist, so gilt dann $f = \frac{x \cdot i}{p}$. Bedeckt bei einem gewissen Druck (Störungen durch die Gefäßwand ausgeschlossen) das negative Glimmlicht nicht die ganze Kathode, so gewinnt es durch Steigerung der Stromstärke an Grundfläche und bedeckt schließlich die ganze Kathodenoberfläche.

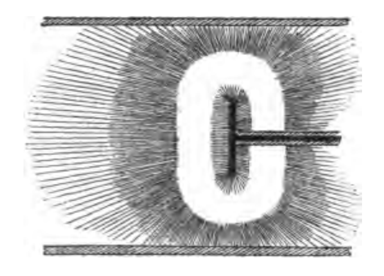


Fig. 30.

Abhängigkeit von der Art des Gases, des Metalles und der Kathodenform. — Zweifellos ist in verschiedenen Gasen an derselben Elektrode bei gleichem Druck und gleicher Stromstärke die Grundfläche des negativen Glimmlichtes verschieden groß. Aber bis jetzt fehlen noch hierüber Messungen.

Auch über die Abhängigkeit von dem Kathodenmetall besitzen wir noch keine zuverlässigen Messungen. Wir können lediglich vermuten, daß bei sonst gleichen Verhältnissen die Grundfläche des negativen Glimmlichtes an einem Metall um so kleiner ist, je mehr dieses durch seine katalytische Wirkung die Ionisierungsspannung der positiven Ionen, den normalen Kathodenfall, herabsetzt.

Die Form der Kathode hat auf die Ausbildung des negativen Glimmlichtes dadurch Einfluß, daß von ihr der Verlauf und die Verteilung der elektrischen Kraftlinien in der Nähe der Kathode abhängt. Dadurch kann die Ausbildung des negativen Glimmlichtes an einem Teil der Kathode begünstigt, an anderen erschwert werden. Dieser Umstand bewirkt dann, daß die Grundfläche desselben nicht mehr in der einfachen oben angegebenen Beziehung zum Gasdruck und zur Stromstärke steht.

3. Stromdichte an der Kathode.[1])

Wir setzen zunächst voraus, daß die Stromdichte an allen mit Glimmlicht bedeckten Teilen der Kathode die gleiche sei. Die Stromdichte j an der Kathode ist dann (i Stromstärke, f Grundfläche des negativen Glimmlichtes) gleich i/f. Ist noch nicht die ganze Kathode mit Glimmlicht bedeckt, ist also der Kathodenfall normal, so heißt die *Stromdichte* $j_n = i/f$ *normal.* Kann bei weiterer Steigerung der Stromstärke die Grundfläche des Glimmlichtes nicht weiter wachsen, so wird die Stromdichte abnormal.

Die normale Stromdichte an der Kathode ist unabhängig von der Stromstärke; vergrößert man nämlich diese bei sonst konstanten Verhältnissen, so wächst in demselben Verhältnis auch die Grundfläche des negativen Glimmlichtes, das Verhältnis $j_n = i/f$ bleibt darum ungeändert. *Die abnormale Stromdichte wächst bei Konstanz der Grundfläche des negativen Glimmlichtes proportional der Stromstärke.*

Die normale Stromdichte an der Kathode ist mit Annäherung proportional dem Gasdruck, da bei konstanter Stromstärke f umgekehrt proportional dem Drucke ist. Damit sie darum bei niedrigen Gasdrucken erhalten wird, muß man der Kathode eine große Oberfläche geben und die Stromstärke klein wählen.

Welche Größe in verschiedenen Gasen bei demselben Druck und an derselben Kathode die normale Stromdichte besitzt, darüber liegen noch keine Messungen vor. Ob ferner in demselben Gase die normalen Stromdichten an verschiedenen Metallen verschieden groß sind, wissen wir ebenfalls noch nicht. Wir können lediglich vermuten, daß die normale Stromdichte an der Kathode um so größer ist, je kleiner der normale Kathodenfall ist (vergl. Kathodenfall). Besteht eine Kathode aus verschiedenen Metallen, so ist wenigstens *die abnormale Stromdichte an demjenigen Metall am größten, welches den kleineren normalen Kathodenfall hat*; z. B. an Aluminium größer als an Platin. Ist das Metall der Kathode mit Verunreinigungen durchsetzt, wie z. B. Aluminium mit Alkalien, so ist an einzelnen Punkten die Stromdichte größer als in der Umgebung; es sieht

---

[1]) Wehnelt, A. Ph. 7, 237, 1902.

dann aus, als ob an diesen Punkten kleine Fünkchen aus der Kathode hervorbrächen.

Es ist bisher vorausgesetzt worden, daß die Stromdichte an allen mit Glimmlicht bedeckten Teilen der Kathode gleich groß sei. Diese Voraussetzung läßt sich nur mit Annäherung an nicht zu langen, gut gereinigten Drahtkathoden verwirklichen. In der Regel ist durch die Form der Kathode und ihrer Stellung zur Anode die Verteilung der Stromstärke in der Grundfläche des Glimmlichtes nicht gleichmäßig; man kann dann lediglich von einer mittleren normalen Stromdichte an der Kathode reden.

Der erste Hauptfall *ungleichmäßiger* Verteilung der Stromstärke an der Kathode wird durch die Form der Kathode gegeben. Ist beispielsweise deren Vorderfläche konkav nach innen gewölbt, so ist die Stromstärke und damit die Stromdichte in der Mitte größer als am Rand der Kathode (Fig. 31),

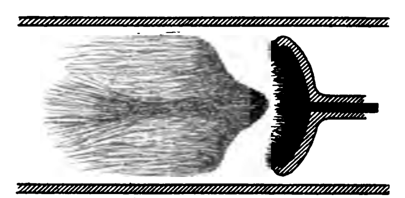


Fig. 31.

aus folgendem Grunde. Von der Oberfläche der Kathode gehen, unmittelbar an ihr in normaler Richtung, Kathodenstrahlen aus und laufen zum Teil in der Axe der Konkavkathode, zwar im dunklen Kathodenraum unter dem Zwang der hier großen elektrischen Kraft voneinander seitlich etwas abbiegend, in der negativen Glimmschicht zusammen. Dadurch entsteht in der Axe der Kathode eine starke Ionisierung; in ihrer Richtung werden darum wieder mehr positive Ionen nach der Mitte als nach dem Rande der Hohlkathode getrieben; dort ist darum in der ersten Kathodenschicht die Ionisierung durch die positiven Ionen ebenfalls wieder stärker und damit auch die Aussendung von negativen Ionen beträchtlicher als am Rande und demnach auch die Stromstärke und Stromdichte. Diese Verhältnisse sind um so ausgeprägter, je niedriger der Druck ist.

Bei hohem Druck, also kurzem Kathodendunkelraum ist die Konvergenz der Kathodenstrahlen in der Glimmschicht gering,

jene Erscheinungen können sich dann nicht ausbilden; es ist dann vielmehr die Stromdichte da am größten, wo die Dichte der elektrischen Kraftlinien am größten ist, so an hervorspringenden Spitzen und Kanten (vergl. Spitzenstrom).

Was hier an dem Beispiel der Hohlkathode entwickelt wurde, gilt ganz allgemein von jeder einspringenden Form, aber nur bei niedrigen Drucken; *es ist an konkav gekrümmten Teilen einer Kathode die Ionisierung, Ionisation und Stromdichte größer als an benachbarten ebenen oder konvexen Teilen* (vergl. unten Bahn der Kathodenstrahlen).

Der zweite Hauptfall ungleichmäßiger Verteilung von Ionisation und Stromdichte an der Kathode wird bedingt durch deren Verhältnis zu der Form und den Dimensionen der Strom-



Fig. 32.

bahn. Wie weiter unten näher ausgeführt wird, folgen sich die einzelnen Teile des Glimmstromes ausgehend von der Kathode in der Richtung auf die Anode wie Ursache und Wirkung aufeinander, in der Weise, daß sich an jeden Teil des Glimmlichtes eine positive Lichtsäule anschließt. Besitzen darum verschiedene Teile der Kathode verschieden großen Abstand von der Anode, so verteilt sich die Spannungsdifferenz in verschiedener Weise auf die an ihnen entspringenden Stromröhren. An den Teilen der Kathode, welche der Anode näher sind, wird die Stromstärke größer als an den entfernteren Teilen. Dies ist der Grund dafür, daß an längeren drahtförmigen Kathoden das negative Glimmlicht häufig in einzelne Teile zerfällt, von denen jeder seine positive Lichtsäule hat und eine etwas kleinere Stromdichte als der vorderste Teil (vergl. Fig. 32).

Im Anschluß an das Vorhergehende ist noch auf folgende Erscheinung hinzuweisen. Da wo die Grundfläche des negativen Glimmlichtes gegen einen Isolator oder einen von ihm noch nicht bedeckten Teil der Kathode grenzt, ist die Stromdichte kleiner

als in den übrigen Teilen. An dieser Grenze geht nämlich die Stromdichte von ihrem normalen Wert zu Null nicht unmittelbar über, sondern auf einer Strecke von etwa 1 mm. Bei niedrigen Gasdrucken ist die an einer scheibenförmigen, normal zu einem enganliegenden Glasrohre gestellten Kathode die Stromdichte in der Mitte am größten und nimmt gegen den Rand der Scheibe zu auf Null ab. Von der Mitte gehen darum viele Kathodenstrahlen aus und verzeichnen ihren Weg im Gas durch das von ihnen hervorgebrachte Leuchten. Von den zwischen Mitte und Rand gelegenen Teilen werden zwar auch Kathodenstrahlen ausgesandt, aber in geringerer Zahl, sie bringen darum das Gas nicht zu einem wahrnehmbaren Leuchten; fallen sie aber auf eine Glaswand, so erregen sie diese ebenfalls zur Fluorescenz wie das zentrale Büschel.

4. Länge des Kathodendunkelraumes.[1])

Allgemeines. — Die Länge des Kathodendunkelraumes ist die Entfernung zwischen der Kathodenoberfläche und dem Anfang des gegenüberliegenden Glimmschichtstückes. In ihr ist darum auch die Länge der ersten Kathodenschicht enthalten. Diese geht in stetig abnehmender Helligkeit in den Kathodendunkelraum über; wächst dessen Länge, so nimmt auch die ihrige zu.

Wie oben S. 68 dargelegt wurde, stellt die Länge des dunklen Kathodenraumes mit Annäherung die mittlere freie Weglänge des positiven Ions unter den gegebenen Verhältnissen dar. Diese hängt bei konstanter Geschwindigkeit von zwei Größen ab, erstens von dem Gasdruck, zweitens von der Ionisation. Die Ionisation ist zwar nicht genau proportional der Stromdichte, doch wächst sie mit dieser; wir können daher die mittlere freie Weglänge der Ionen und somit die Länge des Kathodendunkelraumes in Beziehung zur Stromdichte an der Kathode setzen. Wenn an derselben Kathode an verschiedenen Stellen die Stromdichte verschieden groß ist, so ist dementsprechend auch die Länge des Dunkelraumes verschieden. Wir nehmen

[1]) Crookes, Ph. Tr. **170**, 138, 1879; Puluj, W. B. **81**, 874, 1880; Wehnelt, W. A. **65**, 529, 1898; †Ebert, W. A. **69**, 200, 1899; V. D. Ph. G. **2**, 99, 1900; †Lehmann, A. Ph. **7**, 1, 1902.

zunächst an, daß die Stromdichte in allen Teilen des Glimmlichtes gleich groß, daß also der Kathodendunkelraum überall gleich lang sei.

Abhängigkeit vom Gasdruck bei normaler Stromdichte. — Um allein die Abhängigkeit der Länge des Kathodendunkelraumes vom Gasdruck zu ermitteln, hätten wir sie bei konstanter Ionisation, also bei konstanter Stromdichte für verschiedene Gasdrucke zu messen. Das ist uns aber deswegen nicht möglich, da wir die normale Stromdichte an der Kathode nicht in unserer Hand haben; diese ist vielmehr eine Funktion vom Gasdruck. *Untersuchen wir die Abhängigkeit der Länge des Kathodendunkelraumes von dem Gasdruck bei normaler Stromdichte, so wird die allgemeine sich ergebende Beziehung nicht rein*; vielmehr ergeben sich kleinere Längen bei höheren Drucken, größere bei niedrigeren als der mittleren Stromdichte entspricht.

Nach den bis jetzt vorliegenden Messungen, in denen allerdings die Stromdichte an der Kathode nicht berücksichtigt wurde, *ist die Länge des Kathodendunkelraumes bei normaler Stromdichte angenähert umgekehrt proportional dem Gasdruck*; doch ist sie bei höheren Drucken kleiner als dieser Proportionaliät entspricht, bei niedrigen Drucken größer.

Abhängigkeit von der Stromdichte bei konstantem Gasdruck. — Die größte Länge besitzt bei einem bestimmten Gasdruck der Kathodendunkelraum dann, wenn die Stromdichte an der Kathode normal ist, und solange dies der Fall ist, ändert sie sich auch nicht, sondern ist unabhängig von der Stromstärke. *Sowie aber die Stromdichte abnormal wird, also zu steigen beginnt, nimmt die Länge des Kathodendunkelraumes ab mit wachsender Stromstärke*; denn dann nimmt die Ionisation zu und die freie mittlere Weglänge der positiven Ionen verkürzt sich. Das Gesetz der Abhängigkeit der Länge des Kathodendunkelraumes von der Stromdichte ist noch nicht durch genaue Messungen ermittelt worden.

Länge an verschiedenen Stellen der Kathode. — Von einer Länge des Kathodendunkelraumes an einer Kathode kann man nur dann ohne einen weiteren Zusatz sprechen, wenn sie an den meisten Stellen des Glimmlichtes gleich groß ist. Dies gilt mit Annäherung für scheiben- und drahtförmige Kathoden aus homogenem Metall. Ist aber an verschiedenen Stellen der

Kathode die Stromdichte verschieden groß, so gilt dies auch von der Länge des Kathodendunkelraumes, und zwar ist sie an einer Stelle im Vergleich zu anderen um so kleiner, je größer dort die Stromdichte ist. Hieraus erklären sich folgende Erscheinungen.

An einer noch nicht ganz mit Glimmlicht bedeckten Kathode ist das negative Glimmlicht an seinem Rande von der Kathode weggebogen. Hier am Rande nimmt nämlich die Stromdichte von ihrem normalen Wert zu Null ab (vergl. S. 130 und Figur 32).

An einer Kathode mit einwärts gekrümmten Teilen ist der Kathodendunkelraum an den konkaven Stellen kleiner als an den planen und konvexen, weil dort die Stromdichte größer ist als hier (vergl. Fig. 31).

Ist die Oberfläche einer Kathode aus verschiedenen Metallen zusammengesetzt, so ist der Kathodendunkelraum an dem Metall länger, an welchem der normale Kathodenfall größer, die Stromdichte also kleiner ist.

5. Erste Kathodenschicht, Kanalstrahlen.[1]

Aus der negativen Glimmschicht heraus werden positive Ionen von der elektrischen Kraft nach der Kathode hingetrieben. An deren Oberfläche besitzen sie große kinetische Energie, ionisieren hier das Gas und erregen es zum Leuchten. *Das Licht der ersten Kathodenschicht wird also, wenigstens zum Teil von den „positiven Ionenstrahlen" hervorgebracht.* Bei abnormalem Kathodenfall besitzen die positiven Ionenstrahlen schon in größerer Entfernung von der Kathode soviel kinetische Energie, um das Gas zu ionisieren und zum Leuchten zu bringen; die erste Kathodenschicht erstreckt sich dann tiefer in das Gas hinein.

Wie die Länge des dunklen Kathodenraumes, so wächst auch diejenige der ersten Kathodenschicht mit abnehmendem Gasdruck. Da sich negative Glimmschicht und erste Kathodenschicht gegenseitig bedingen, so ist die Ionisation und das Leuchten in dieser an den Stellen am stärksten, welche den am stärksten ionisierten Teilen der Glimmschicht entsprechen.

[1] Goldstein, B. B. 1886, 691; V. D. Ph. G. **3**, 204, 1901.

Diese Stellen senden auch die meisten Kathodenstrahlen aus, sind also Stellen größter Stromdichte. Eine solche Stelle ist beispielsweise die Mitte einer nah am Rand von der Glaswand umgebenen Scheibenkathode (vergl. Fig. 29), ferner die Mitte einer Hohlkathode.

Indem die positiven Ionen auf die feste Kathodenoberfläche fallen, werden sie an ihrer weiteren Ausbreitung gehindert, sie können nicht, wie die negativen Ionen (Kathodenstrahlen), mit

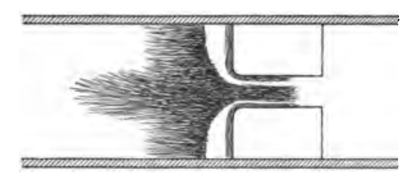


Fig. 33.

großer kinetischer Energie längere Strecken im Gas durchlaufen. Durch Anwendung durchbohrter Kathoden kann man indes einen Teil der auf die Kathode zuschießenden positiven Ionen von der Oberfläche weg in den Gasraum hineinleiten.

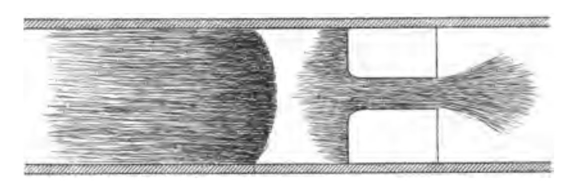


Fig. 34.

In den Figg. 33—35 ist eine Kathode mit zentraler Durchbohrung dargestellt. In Fig. 33 ist der Gasdruck noch beträchtlich. Die Basis des negativen Glimmlichtes zieht sich zum Teil in den Kanal der Kathode hinein; aus diesem tritt ein dichtes Kathodenstrahlenbündel hervor. In Fig. 34 ist der Gasdruck so niedrig, daß die Länge des dunklen Kathodenraumes größer ist als der Durchmesser des Kathodenkanals; in diesem kann darum (vergl. S. 68 u. 126) keine negative Glimmschicht mehr entstehen, diese liegt nur mehr vor der Kathode. Dagegen erfüllt nunmehr die erste Kathodenschicht den ganzen Kanal; sie

breitet sich sogar auf der Rückseite der Kathode kegelförmig in den angrenzenden Gasraum aus. Wie auf der Vorderseite der Kathode, so verdankt die erste Kathodenschicht ihr Leuchten und ihre Ionisation auch im Kanal in erster Linie den positiven Ionen, welche mit großer kinetischer Energie aus der negativen Glimmschicht an der Kathodenoberfläche eintreffen. Während sie aber an der flachen Vorderseite durch das Metall aufgehalten werden, können sie im Kanal durch das Gas auf eine weite Strecke sich ausbreiten. Insofern sie durch Anwendung einer Durchbohrung in der Kathode zur besseren Beobachtung gelangen, haben die schnell bewegten positiven Ionen der ersten Kathodenschicht den Namen *Kanalstrahlen* erhalten.

Zur besseren Erklärung des Auftretens der Kanalstrahlen oder positiven Ionenstrahlen in einem Kanal diene die Fig. 35. In dieser sind durch Strichelung die elektrischen Kraftlinien verzeichnet. Wie die übrigen, so ziehen auch die in den Kanal hineingekrümmten Kraftlinien aus der negativen Glimmschicht positive Ionen heraus; in ihrem geradlinigen Teil folgen diese ihrer Richtung und nehmen gleichzeitig eine große Geschwindigkeit an; kommen sie dann mit dieser an den gekrümmten Teil, so vermögen sie wegen der großen Zentrifugalkraft der Krümmung nicht mehr gegen die Kathodenoberfläche hin zu folgen, sondern werden aus ihr heraus in den Kanal hineingeschleudert; da hier das elektrische Kraftfeld schwach ist, so können sie dann ihre Bahn in das Gas hinein weiter geradlinig verfolgen.

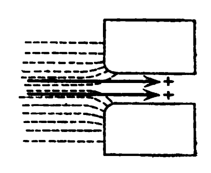


Fig. 35.

Wie ein Kanal, so wirken auch beliebig viele Poren oder Kanäle in einer Kathode; so kann man zur Gewinnung ausgedehnter Kanalstrahlenbüschel netzartige Kathoden verwenden.

Nach der gegebenen Erklärung über das Zustandekommen der Kanalstrahlen ist Folgendes ohne weiteres verständlich. Um die Kanalstrahlen in der Richtung des Kanals nicht senkrecht dazu zu erhalten (vergl. Fig. 33) muß der Gasdruck um so niedriger sein, je größer der Durchmesser des Kanals ist; es darf ja die negative Glimmschicht nicht mehr zum Teil innerhalb des Kanals liegen. Die Kanalstrahlen werden an den-

jenigen Stellen der Kathode mit größter Intensität erhalten, denen die intensivsten Teile der negativen Glimmschicht gegenüberliegen. *Die Geschwindigkeit und Ausbreitung der Kanalstrahlen in dem Gasraum hinter der durchbohrten Kathode ist um so größer, je größer die Spannungsdifferenz zwischen Kathode und negativer Glimmschicht, also der Kathodenfall ist.*

6. Länge der negativen Glimmschicht.[1])

In der negativen Glimmschicht stoßen die von der Kathode herkommenden negativen Ionen, die Kathodenstrahlen, mit Gasteilchen zusammen und bewirken Ionisierung und Lichtausstrahlung. Über die räumliche Verteilung und Stärke der von ihnen bewirkten Ionisation und des Leuchtens ist in späteren Abschnitten ausführlich die Rede. Hier sei lediglich die Längenausdehnung der negativen Glimmschicht ins Auge gefaßt; von ihr hängt nämlich die Lage des Anfanges der positiven Lichtsäule ab. Die Länge der negativen Glimmschicht läßt sich nicht scharf definieren, da sie in allmählich abnehmender Leuchtintensität in den dunklen Zwischenraum übergeht. Im Nachstehenden ist als ihre Länge gerechnet die Entfernung des eben noch merkbares Licht in das Auge sendenden Teiles von ihrem intensiv leuchtenden Anfang.

Die Frage nach der Längenausdehnung der negativen Glimmschicht fällt zusammen mit der Frage nach der Absorption der Kathodenstrahlen in ihr. Die größere Zahl der von der Kathode herkommenden negativen Ionen oder Kathodenstrahlen wird im Anfang der Glimmschicht durch den Zusammenstoß mit Gasteilchen zerstreut und absorbiert; ein Teil dringt aber auch tiefer in das Gas ein, da für ihn die freie Weglänge der Ionen zufällig größer ist, oder weil seine Strahlen erst nach mehreren Zusammenstößen auf ihrem Vorwärtsdringen ihre kinetische Energie abgeben. *Die negative Glimmschicht ist demgemäß um so länger, je geringer die Absorption der Kathodenstrahlen in ihr ist.* Diese hängt ab, erstens von dem Gasdruck, zweitens von der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen (vergl. oben S. 62 und unten Zerstreuung der Kathodenstrahlen).

---

[1]) Hittorf, W. A. **20,** 743, 1883; Goldstein, W. A. **12,** 275, 1881.

Die Geschwindigkeit v der Kathodenstrahlen in der negativen Glimmschicht ergiebt sich mit großer Annäherung aus der Gleichung $\frac{1}{2}\mu v^2 = \varepsilon \cdot K$, wo μ die Masse, ε die Ladung, K den Kathodenfall in elektrostatischen Einheiten bedeutet; K wird als Spannungsdifferenz zwischen negativer Glimmschicht und Kathode frei durchlaufen. Nach der Gleichung $v = \sqrt{2\frac{\varepsilon}{\mu} \cdot K}$ ist darum die Geschwindigkeit konstant, wenn der Kathodenfall konstant ist.

Hält man den Kathodenfall konstant, indem man ihn beispielsweise nicht über seinen normalen Wert steigen läßt, *dann ist die negative Glimmschicht um so länger, je niedriger der Gasdruck ist*; mit diesem nimmt ja die Absorption der Kathodenstrahlen ab.

Hält man umgekehrt den Gasdruck konstant und ändert die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, indem man den Kathodenfall ändert, *so dehnt sich die negative Glimmschicht von ihrem Anfang weg um so weiter in das durchströmte Gas hinein aus, je größer der Kathodenfall ist;* dann nämlich nimmt mit wachsender Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen ihre Absorption durch das Gas ab. Geht man von normalem Kathodenfall bei unvollständiger Bedeckung der Kathode mit Glimmlicht aus und steigert die Stromstärke, so wächst wohl die Grundfläche der Glimmschicht, ihre Länge aber bleibt ungeändert, solange der Kathodenfall normal, d. h. konstant ist. Sowie aber dieser zu wachsen beginnt, bei weiterer Steigerung der Stromstärke, wächst auch die Länge der negativen Glimmschicht in das Gas hinein.

Die Länge der negativen Glimmschicht ist, abgesehen von Gasdruck und Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, drittens noch *abhängig von der Zahl der Kathodenstrahlen,* welche in der Richtung der Glimmschicht durch ein Flächenelement gehen. Je größer diese Zahl oder die Intensität der Kathodenstrahlen ist, desto weiter breitet sich die Glimmschicht in das Gas hinein aus, wie leicht zu verstehen ist. Hierauf beruht die Verlängerung der negativen Glimmschicht in der Richtung magnetischer Kraftlinien (vergl. unten magnetische Kraft). Und ist an gewissen Stellen einer Kathode die Stromdichte größer als an anderen, so breitet sich von dort aus die negative Glimmschicht auch weiter in

das Gas hinein aus, so an einer konkaven Kathode in der Richtung der Axe.

Bei niedrigen Gasdrucken kann sich ein kleiner Teil der Kathodenstrahlen der negativen Glimmschicht bis in die positive Lichtsäule hinein ausbreiten, ohne von dem Gas zerstreut und absorbiert zu werden.

7. Länge der positiven Lichtsäule und des dunklen Zwischenraumes.[1]

Allgemeines. — Auf die negative Glimmschicht folgt der dunkle Zwischenraum, auf diesen die positive Lichtsäule. *Wächst bei gegebenem Elektrodenabstand die Länge der positiven Lichtsäule näher an die Kathode heran, so wird der dunkle Zwischenraum um ein gleich großes Stück kürzer.* Läßt man sie in einem bestimmten Abstand von der Kathode beginnen, so ist sie um so länger, je entfernter die Anode ist. Indem man diese der Kathode nähert, kann man die positive Lichtsäule beliebig verkürzen und so den Glimmstrom in einen negativen Spitzenstrom ohne positive Lichtsäule überführen.

Bei gegebenem Abstand ändert sich die Länge der positiven Lichtsäule und des dunklen Zwischenraumes auf zweierlei Weise, erstens indem ein Teil des Zwischenraumes in positive Lichtsäule oder umgekehrt sich verwandelt, zweitens indem die negative Glimmschicht ihre Ausdehnung ändert.

Abhängigkeit von der negativen Glimmschicht. — Wir nehmen zunächst an, die Länge des Zwischenraumes werde annähernd konstant gehalten. Wir haben dann lediglich die Länge der positiven Lichtsäule oder die Lage ihres Anfangs in ihrer Abhängigkeit von der negativen Glimmschicht zu betrachten.

Die negative Glimmschicht ist für eine bestimmte Stromstärke in ihrer Lage und Ausdehnung unabhängig von der positiven Lichtsäule; dagegen ist diese abhängig von jener, indem sie von ihr die negativen Ionen zu Ionisierung erhält. *Wächst* darum *die Länge der negativen Glimmschicht, so weicht vor ihr, sich verkürzend, die positive Lichtsäule nach der Anode*

[1]) A. Toepler, P. A. **134**, 199, 1868; Riess, P. A. **137**, 451, 1869; Antolik, W. A. **3**, 483, 1878; Goldstein, W. A. **12**, 273, 1881; E. Wiedemann, W. A. **20**, 768, 1883; Homén, W. A. **38**, 172, 1889; G. C. Schmidt, A. Ph. **1**, 625, 1900.



zurück. Dies ist der Fall, wenn bei normalem Kathodenfall der Gasdruck erniedrigt wird, ferner wenn bei konstantem Druck der Kathodenfall über seinen normalen Wert durch Steigerung der Stromstärke erhöht wird. Solange bei konstantem Druck der Kathodenfall normal bleibt, ändert sich die Länge der negativen Glimmschicht nicht; durch sie wird dann auch keine Änderung der Länge der positiven Lichtsäule bedingt. Wenn sich diese gleichwohl ändert, so besteht die Änderung in einer Verwandlung eines Teiles des Zwischenraumes in positive Lichtsäule. Indem sich die negative Glimmschicht durch Steigerung der Stromstärke oder Erniedrigung des Gasdruckes bis zur Anode ausdehnt, verschwindet die positive Lichtsäule schließlich in dieser, so daß man wieder den Grenzfall des negativen Spitzenstromes hat.

Verwandlung von dunklem Zwischenraum in positive Lichtsäule. — Wir sehen nunmehr ab von der Änderung, welche die Länge der positiven Lichtsäule durch die Ausdehnung der negativen Glimmschicht erfährt.

In dem dunklen Zwischenraum ist die Ionisierung durch Ionenstoß sehr gering; es vermögen nur einige wenige Kathodenstrahlen zufällig bis in sein Inneres vorzudringen. Die Strömung in ihm wird vermittelt durch positive Ionen, welche von der positiven Lichtsäule herkommen, und durch negative Ionen, welche das Spannungsgefälle aus der negativen Glimmschicht heraustreibt. Diese negativen Ionen allein könnten als Ionisatoren in Betracht kommen; indes im Ende der negativen Glimmschicht und im Anfang des Zwischenraumes ist das Spannungsgefälle klein, sie können darum hier nicht die zur Ionisierung notwendige kinetische Energie erlangen. Doch steigt im Zwischenraum das Gefälle allmählich nach der positiven Lichtsäule zu, da in dieser Richtung die Ionisation vor allem infolge von Molisierung abnimmt, und *im Ende des Zwischenraumes ist der Spannungsabfall so groß geworden, daß die negativen Ionen auf ihrer freien Weglänge die zur Ionisierung notwendige kinetische Energie gewinnen können.* Sowie dieser Punkt erreicht ist, beginnt die Innenionisierung durch die negativen Ionen und damit die positive Lichtsäule. Die Länge des dunklen Zwischenraumes oder der Anfang der positiven Lichtsäule hängt also ab von der Größe des elektrischen Spannungsgefälles

in ihm; dieses kann in seinem Ende nicht über einen gewissen Punkt steigen, ohne daß Ionisierung erfolgt.

Das elektrische Spannungsgefälle im dunklen Zwischenraum verändert sich erstens mit der Stromstärke. Bei konstantem Querschnitt nimmt es zu, wenn die Stromstärke

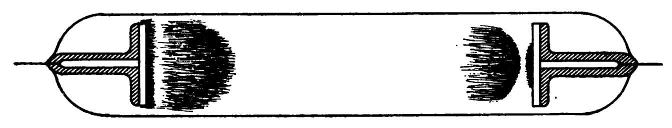


Fig. 36.

wächst (vergl. unten Spannungsgefälle). Der dunkle Zwischenraum verkürzt sich also unter gleichzeitiger Verlängerung der Lichtsäule, wenn die Stromstärke zunimmt. Geht man in längeren, nicht zu weiten Stromröhren von einer kleinen Strom-

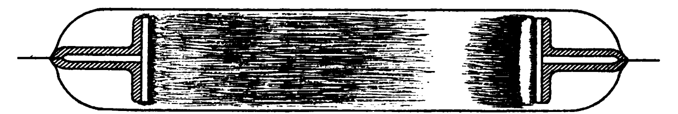


Fig. 37.

stärke aus, so ist die positive Lichtsäule erst kurz, bei kleinem Elektrodenabstand ist nur die Anode mit einer dünnen Schicht (Fig. 36) bedeckt. Sie wächst dann bei steigender Stromstärke allmählich an die Kathode heran (Fig. 37); der dunkle

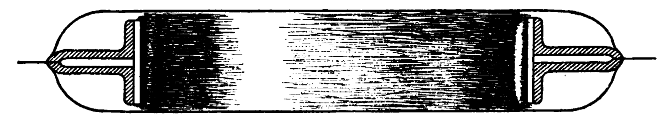


Fig. 38.

Zwischenraum wird immer kürzer und ist schließlich besonders bei hohen Gasdrucken zwischen der positiven Lichtsäule und der anders gefärbten negativen Glimmschicht nur gerade noch zu erkennen. Steigert man die Stromstärke weiter, so daß der Kathodenfall abnormal wird, so verlängert sich die negative Glimmschicht und schiebt die positive Lichtsäule und den verkürzten Zwischenraum wieder gegen die Anode zurück (Fig. 38). Diese

drei Stadien sind für niedrigen Druck in den Figg. 36—38 dargestellt; der Druck ist in den drei Fällen der gleiche, die Stromstärke in Fig. 37 stärker als in Fig. 36, in Fig. 38 stärker als in Fig. 37.

Das Spannungsgefälle im dunklen Zwischenraum ist ferner um so größer, je kleiner bei konstanter Stromstärke der Querschnitt ist. Demnach ist bei gleicher Stromstärke in weiten Stromgefäßen der dunkle Zwischenraum länger, die positive Lichtsäule darum kürzer als in engen Stromgefäßen.

Drittens hängt das Spannungsgefälle im dunklen Zwischenraum von dem Gasdruck ab. Bei konstanter Stromstärke und konstantem Querschnitt ist es um so kleiner, je kleiner der Gasdruck ist; demgemäß kann sich der Zwischenraum auf eine um so längere Strecke ausbreiten, ohne daß in ihm das Spannungsgefälle den zur Ionisierung notwendigen Wert erreicht, je kleiner der Gasdruck ist. Auch durch die Temperatur wird das Spannungsgefälle im dunklen Zwischenraum beeinflußt. Nimmt diese nämlich zu, so wird die Molisierung in ihm kleiner (vergl. S. 43) und damit die Ionisation größer. Der dunkle Zwischenraum kann sich darum bei sonst konstanten Verhältnissen um so weiter ausdehnen, ehe an seinem Ende Ionisierung erfolgt, je höher die Temperatur ist. Darum verkürzt sich die positive Lichtsäule und verschwindet unter Umständen ganz in der Anode, wenn man die Stromröhre auf 300° erhitzt.

8. Querschnitt der positiven Lichtsäule.

Abhängigkeit von Strömstärke und Druck. — Die positive Lichtsäule erfüllt nicht immer den ganzen ihr in einem Stromgefäß dargebotenen Querschnitt, besonders gilt dies bei höheren Drucken. Für den Fall, daß dies zutrifft, daß also der Querschnitt der positiven Lichtsäule noch wachsen kann, gilt Folgendes.

Bei konstantem Gasdruck nimmt der Querschnitt der positiven Lichtsäule zu mit wachsender Stromstärke. Das Gesetz der Abhängigkeit ist noch nicht ermittelt.

Bei konstanter Stromstärke wächst der Querschnitt der positiven Lichtsäule, wenn der Gasdruck abnimmt; bei hohem Druck bohrt sich die positive Lichtsäule als enger Kanal in das Gas zwischen Anode und Kathode (Fig. 39), bei niedrigem

Druck erfüllt sie in der Regel den ganzen Querschnitt der Stromröhre (vergl. Fig. 26). In welcher Weise der Querschnitt der positiven Lichtsäule vom Gasdruck abhängt, ist noch nicht bekannt. Wie man an der Kathode eine normale und abnormale Stromdichte hat, so hat man auch in der positiven Lichtsäule zwischen zwei Fällen zu unterscheiden. Es ist in ihr die Stromdichte (Verhältnis von Stromstärke zum erfüllten Querschnitt) normal, solange der erfüllte Querschnitt noch wachsen kann; sobald ihm dies nicht mehr möglich ist, wenn also die Lichtsäule den ganzen ihr dargebotenen Querschnitt erfüllt, ist die Stromdichte abnormal.

Querschnitt an der negativen Glimmschicht. — Wir haben im Vorstehenden stillschweigend angenommen, daß der Querschnitt der positiven Lichtsäule in allen ihren Teilen gleich groß sei. Dies gilt, räumlich konstanter Querschnitt der Strom-

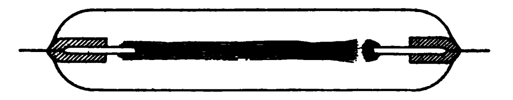


Fig. 39.

röhre vorausgesetzt, im allgemeinen nur in dem Teil, der etwas entfernt von dem dunklen Zwischenraum in der Nähe der Anode liegt. Im Anfang der Lichtsäule ist dagegen ihr Querschnitt im allgemeinen abhängig von der Verteilung und der Grundfläche der negativen Glimmschicht.

Es sind zwei Hauptfälle zu unterscheiden. Erstens kann die Grundfläche des negativen Glimmlichtes nahezu in demselben Querschnitt der Stromröhre liegen und parallel zur Röhrenaxe nach der Anode zu laufen. Erfüllt dann die negative Glimmschicht den ganzen Querschnitt der Röhre, so besitzt auch der Anfang der positiven Lichtsäule den gleichen Querschnitt. Nimmt aber die Glimmschicht nur einen Teil des Querschnittes ein, wie es bei höheren Drucken in der Regel der Fall ist, so tritt Folgendes ein. Die negativen Ionen der Glimmschicht breiten sich, wie im Spitzenstrom, seitlich kegelförmig aus, von der Kathode weg wächst der Stromquerschnitt gegen das Ende des dunklen Zwischenraumes zu. Die positive Lichtsäule wächst aus der Ionisierung durch

die negativen Ionen des Zwischenraumes heraus, sie sucht also Anschluß an dessen Ende und hat darum in ihrem Anfang denselben Querschnitt wie das Ende des Zwischenraumes; nach der Anode zu wird dann ihr Querschnitt rasch kleiner und räumlich konstant (Fig. 40).

Zweitens kann die Grundfläche des negativen Glimmlichtes mehrere Querschnitte umfassen, indem es nicht auf eine Ebene, sondern auf eine dreidimensionale Fläche ausgebreitet ist. Dieser Fall liegt beispielsweise vor, wenn das Glimmlicht nicht bloß auf der Vorder-, sondern auch auf der Rückfläche einer scheibenförmigen Kathode oder auf einer kugel- oder einer cylinderförmigen Kathode ausgebreitet ist. In allen diesen Spezialfällen ist der Querschnitt der positiven Lichtsäule in

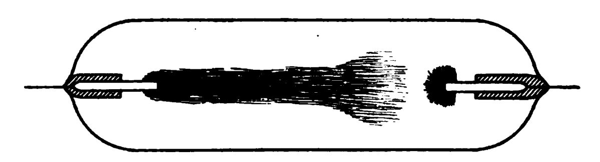


Fig. 40.

der Nähe der negativen Glimmschicht größer und anders gestaltet als in der Nähe der Anode. Es setzt sich ja, vermöge der Ionisierung durch die negativen Ionen, ein jeder Teil der negativen Glimmschicht in einen dunklen Zwischenraum und eine positive Lichtsäule fort. Dadurch daß nun Teile der negativen Glimmschicht von der Anode weiter entfernt sind als andere, rückt ein Teil des Anfanges der positiven Lichtsäule ebenfalls weiter von der Anode ab als der übrige; sie legt sich dann zum Teil um die negative Glimmschicht herum; diese und die positive Lichtsäule scheinen sich gegenseitig zu durchdringen. Als typisches Beispiel für alle hierhergehörigen so mannigfaltigen Fälle sei die Ausbildung der positiven Lichtsäule an einer drahtförmigen Kathode bei größerer Stromstärke in weiten Stromröhren durch die Fig. 40 und 41 gegeben. Beide geben einen axialen Längsschnitt, durch Rotation um die Mittellinie ergiebt sich die räumliche Form. Fig. 41 bezieht sich auf die ungeschichtete, Fig. 42 auf die geschichtete Lichtsäule; das negative Glimmlicht bohrt sich in beiden

Fällen in die positive Säule bezw. in die positiven Schichten hinein; diese haben die Form von Ringen.

Bemerkt sei noch Folgendes. Da an den vorderen wie an den hinteren Teilen einer cylinderförmigen Glimmschicht je eine positive Lichtsäule unabhängig von der anderen entspringt, so kommen die zwei Lichtsäulen in ihrem gemeinsamen Teile nahe der Anode zur Interferenz. Sind sie geschichtet, so

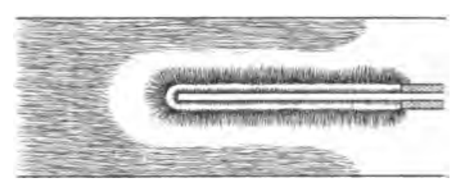


Fig. 41.

erhält man unter Umständen eine *Doppelschichtung*, wenn nämlich leuchtende Teile der einen Säule an dunkle der anderen fallen. Diese Doppelschichtung ist indessen wenig

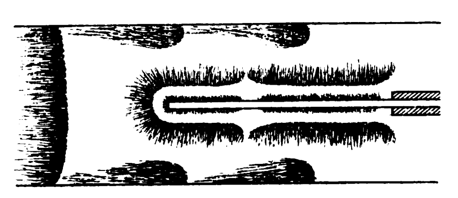


Fig. 42.

beständig. Bei Verwendung langer drahtförmiger Kathoden erhält man aus dem vorstehenden Grund keine klare und ruhige Schichtung.

9. Länge der positiven Schichten.[1])

Allgemeines. — Es wurde oben S. 65 dargelegt, daß die Länge einer positiven Schicht mit Annäherung gleich der mittleren freien Weglänge der negativen Ionen unter den ge-

---

[1]) Abria, A. Ch. Ph. (3) **7**, 462, 1843; Quet, C. R. **35**, 949, 1852; Quet u. Seguin, C. R. **47**, 964, 1858; Grove, Th. Tr. 1852, I, 100; P. A. **93**, 593, 1854; Gaugain, P. A. **95**, 493, 1855; van der Willigen, P. A. **98**, 494, 1856; Plücker, P. A. **107**, 89, 1859; Paalzow, P. A. **112**, 567, 1861; **18**, 178, 357, 1863; Gassiot, Pr. R. S. **10**, 36, 393, 1860; **12**, 329, 1863; Rep. Brit. Ass. 1865 (2), 15; Faye, C. R. **53**, 493, 1861;

gebenen Verhältnissen ist. Doch gilt dies eben nur mit Annäherung. *Die mittlere freie Weglänge der negativen Ionen hängt ab von dem Gasdruck, von der Ionisation und ihrer Geschwindigkeit* oder der Größe und Verteilung der elektrischen Kraft. In welcher Weise diese verschiedenen Größen zu der Funktion zusammentreten, welche die Schichtlänge darstellt, ist noch nicht bekannt. Dazu sind auch die bisherigen Messungen an der positiven Schichtung weder zahlreich noch genau genug. Es seien darum die bis jetzt vorliegenden Beobachtungen und Messungen ohne eine Erklärung und Würdigung mitgeteilt.

Wenn im Folgenden kurzweg von der Länge der positiven Schicht die Rede ist, so ist damit immer die *mittlere* Länge der positiven Schichten gemeint. Da im Anfang und am Ende der positiven Lichtsäule Ionisation und Spannungsgefälle im allgemeinen nicht in der gleichen Weise räumlich variieren wie in der Mitte, so ist hier die Länge der Schicht in der Regel etwas größer oder kleiner als dort.

Die negativen Ionen, welche eine Schicht frei durchlaufen, kommen im leuchtenden Anfang der folgenden Schicht in der

---

De la Rive, A. Ch. Ph. (4) **8**, 445, 1866; P. A. **131**, 441, 455, 1867; Fernet, C. R. **61**, 259, 1866; **90**, 680, 1880; Morren, A. Ch. Ph. (4) **4**, 352, 1865; P. A. **130**, 612, 1865; Neureneuf, C. R. **79**, 158, 1874; **82**, 733, 1876; Wüllner, P. A. Jubelb. 1874, 32; Bidaud, C. R. **79**, 374, 1874; †Goldstein, B. B. 1876, 206; 1881, 876; W. B. **74**, 467, 1876; W. A. **11**, 847, 1880; **12**, 250, 1881; **15**, 277, 1882; G. Wiedemann, P. A. **158**, 67, 1876; Spottiswoode, Pr. R. S. **25**, 73, 547, 1877; **26**, 90, 323, 1877; De la Rue u. Müller, C. R. **86**, 1072, 1878; Ph. Tr. **169**, 90, 118, 155, 1878; Yvon Zoch, F. 1880, II, 790; Spottiswoode u. Moulton, Pr. R. S. **32**, 385, 1881; Bückmann, Bbl. **6**, 256, 1881; E. Wiedemann, W. A. **20**, 760, 790, 1883; Hellmann, W. A. **19**, 816, 1883; Langer, Progr. der Gleichen'schen Gymnas. zu Ohrdruf 1889; Schuster, Pr. R. S. **47**, 526, 1890; Brooks, L. E. **44**, 236, 289, 1892; Baly, Ph. M. (5) **35**, 200, 1893; Salomons, Pr. R. S. **56**, 229, 1894; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **57**, 458, 1896; †Wood, W. A. **59**, 238, 1896; M. Töpler, W. A. **63**, 109, 1897; **66**, 660, 1898; **69**, 680, 1899; Lehmann, Elektr. Lichtersch. Halle, 1898, 302; †Graham, W. A. **64**, 49, 1898; Gill, Am. J. Sc. (4) **5**, 399, 1898; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **47**, 253, 1899; **50**, 282, 1900; H. A. Wilson, Ph. M. (5) **49**, 505, 1900; G. W. Walker, Ph. M. (5) **49**, 529, 1900; †Stark, A. Ph. **3**, 241, 1900; **5**, 107, 1901; **7**, 417, 1902; Jeans, Ph. M. (5) **49**, 245, 1900; (6) **1**, 521, 1901; †Willows, Pr. Cambr. S. **10**, 302, 1900; †E. Riecke, A. Ph. **4**, 388, 1901.

Mehrzahl zum Zusammenstoß unter Ionisierung und Lichtentwickelung; einige von ihnen können aber zufällig die ganze Schicht frei durchlaufen und in die nächstfolgende eindringen. In diesem Sinne können sich aufeinanderfolgende Schichten gegenseitig durchdringen.

Schichtung ist in allen Gasen und Dampfen möglich, so auch in Quecksilberdampf. Die Form der Schichten hängt ab von der Form der Kathode und des Stromgefäßes. Wir betrachten nur die einfachste Form, die scheibenförmige Schichtung in cylindrischen Röhren.

Abhängigkeit von der Stromstärke. — Steigert man bei konstantem Druck die Stromstärke, ausgehend von kleinen Werten, so nimmt die Länge der positiven Schicht bis zu einem Maximum erst zu und nimmt dann bei weiterem Wachsen der Stromstärke wieder ab. Dies zeigt die nachstehende Figur 43 (nach

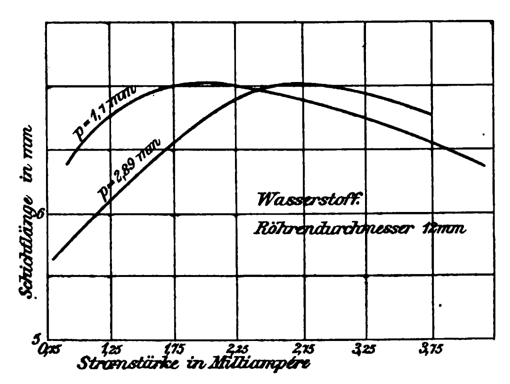


Fig. 43.

Willows). Mit Rücksicht auf die Veränderlichkeit des Querschnittes der positiven Lichtsäule wird man übrigens gut thun, die Schichtlänge auf die Stromdichte, nicht auf die Stromstärke zu beziehen.

Abhängigkeit vom Querschnitt. — Variation des Querschnittes bei konstantem Druck und konstanter Stromstärke beeinflußt in zweierlei Weise die Verhältnisse in der positiven Lichtsäule. Einmal bedeutet sie eine Veränderung der Stromdichte, zweitens setzt die begrenzende Röhrenwand die Ionisation um so mehr herab, je größer das Verhältnis des Umfanges zu der Fläche des Querschnittes ist, also je enger die Röhre ist.

Um die beiden Einflüsse zu trennen, hält man den ersten konstant, fragt also nach der Abhängigkeit der positiven Schichtlänge von dem Querschnitt bei konstanter Stromdichte. Das Gesetz dieser Abhängigkeit hat man bis jetzt noch nicht ermittelt. Läßt man zwei verschieden weite Röhren, in denen der Druck gleich ist und die auch Teile einer und derselben Röhre sein können, von demselben Strom durchfließen, so ist die Schichtlänge in den weiten Querschnitten größer als in den engen. Freilich ist hierbei die Stromdichte verschieden, so daß sich nicht sicher entscheiden läßt, ob die Verkürzung der Schichtlänge in der engeren Röhre von der größeren Stromdichte

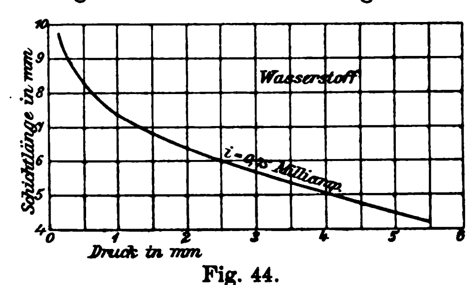


Fig. 44.

oder von dem kleineren Querschnitt herrührt. Klarheit müssen erst weitere Messungen schaffen.

Abhängigkeit vom Gasdruck. — Bei konstanter Stromdichte nimmt die positive Schichtlänge zu, wenn der Gasdruck abnimmt, und zwar um so schneller, je kleiner der Gasdruck ist. Dies zeigt die vorstehende Fig. 44 (nach Willows). Das Gesetz der Abhängigkeit ist noch nicht unter Berücksichtigung der Stromdichte ermittelt worden.

Schichtlänge in verschiedenen Gasen. — Die mittlere freie Weglänge der negativen Ionen ist in verschiedenen Gasen verschieden groß; sie ist um so größer, je weniger das Gas die in einer Richtung dahinschießenden negativen Ionen oder Kathodenstrahlen zerstreut. Demgemäß ist auch die positive Schichtlänge in verschiedenen Gasen bei gleichem Druck, gleicher Stromdichte und gleichem Querschnitt verschieden groß, sie ist in Helium größer als in Wasserstoff, in diesem größer als in Stickstoff. *Je länger in einem Gase die positive Schicht ist, bei desto höherem Druck stellt sich in ihm Schichtung der positiven Lichtsäule ein.*

10. Strömung durch Verengerungen.[1]

Infolge der Ionenadsorption und der Absorption kinetischer Ionenenergie durch die Gefäßwand muß bei gleicher Stromstärke in engen Querschnitten die elektrische Kraft oder das Spannungsgefälle größer sein als in weiten Querschnitten. Besitzt darum eine Stromröhre, beispielsweise in der positiven Lichtsäule eine Verengerung oder einen Engpaß, so ist in diesem die Geschwindigkeit der positiven und negativen Ionen größer als rechts und links davon in den weiteren Querschnitten. In der Richtung auf die Anode treten die negativen Ionen, in der Richtung auf die Kathode die positiven mit einer großen Geschwindigkeit aus dem Engpaß. Der Engpaß wirkt demnach wie eine Kathode; wie an dieser der Kathodenfall groß ist und Kathoden- und Kanalstrahlen von großer Geschwindigkeit erzeugt, so *erzwingt ein Engpaß in seinem Innern einen starken Abfall der Spannung und sendet an seinen Enden Kathoden- und Kanalstrahlen aus.* Diese erzeugen in den weiten Rohrteilen, in die sie aus dem Engpaß heraus schießen, Gebilde, die analog sind der negativen Glimmschicht und der ersten Kathodenschicht. Die von einem Engpaß ausgehenden Ionenstrahlen besitzen eine um so größere Geschwindigkeit, je kleiner der Querschnitt des Engpasses ist; desto weiter erstrecken sich dann die von ihnen gespeisten Ionisierungs- und Leuchtpartien (negative Glimmschicht und erste Kathodenschicht) in die weiteren Rohrteile hinein.

Der Engpaß kann durch ein enges Verbindungsrohr zwischen zwei weiteren gegeben sein, oder durch ein Loch in einer Scheidewand aus Glas, Papier oder einem anderen Isolator. Mehrere Löcher oder Poren in derselben Scheidewand wirken einzeln alle in der gleichen Weise; eine jede Pore stellt eine Kathode dar. Die Scheidewand kann statt aus einem Isolator auch aus Metall bestehen, kann beispiels-

[1] Holtz, P. A. **155**, 643, 1875; W. A. **10**, 336, 1880; De la Rue u. Müller, C. R. **86**, 1072, 1878; v. Bezold, W. A. **11**, 792, 1880; †Goldstein, B. B. 1876, 279; W. A. **11**, 839, 1880; **12**, 253, 1881; **51**, 622, 1894; **67**, 89, 1899; De Kowalski, C. R. **120**, 82, 1895; †E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **66**, 330, 1898; Stark, A. Ph. **4**, 215, 1901; M. Töpler, A. Ph. **6**, 339, 1901; †Lehmann, A. Ph. **7**, 1, 1902.

weise ein Drahtnetz sein. Wegen des großen Kathodenfalls geht nämlich nur ein kleiner Teil des Stromes durch das Metall der Scheidewand, der größere durch den gaserfüllten Engpaß in ihr.

Die nachstehenden Figg. 45, 46, 47 (Kathode unten, Anode oben) zeigen verschiedene Fälle der Strömung durch Engpässe. Fig. 46 stellt eine sogenannte Trichterröhre dar; einem pulsierenden Strom gestattet infolge von Wandladungen eine solche Röhre leichter den Durchgang, wenn die Trichterspitze

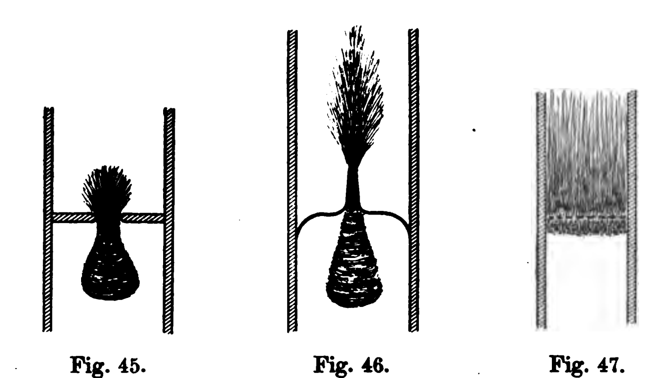


Fig. 45. Fig. 46. Fig. 47.

der Anode zugekehrt ist. Bemerkt sei noch, daß an einem Engpaß die negative Glimmschicht ohne dunklen Kathodenraum auftritt, da ja innerhalb des Engpasses Ionisierung durch die negativen Ionen (Innenionisierung) stattfindet.

11. Elektrodenloser Glimmstrom.[1]

Durch ein Gas kann man in zweierlei Weise ohne Anwendung von Metallelektroden einen Strom senden. Man kann erstens das Gas in einen Isolator beispielsweise in ein Glasgefäß einschließen und dann an die Außenwand Leiterelektroden legen; in diesem Falle kann aber dann nicht ein

[1] Hawksbee, Ph. Tr. 1707; Grummert, 1770; Canton; Henley; Cavallo, 1785; Rieß, Reibungselektr. **2**, 693, 1853; Quet u. Seguin, C. R. **47**, 964, 1858; Plücker, P. A. **104**, 120, 1858; Lommel, P. A. **133**, 152, 1868; **141**, 460, 1870; Geissler, P. A. **135**, 333, 1868; Alvergniat, C. R. **73**, 561, 1871; Salet, A. Ch. Ph. (4) **28**, 20, 1873; Bottomley, Nat. **23**, 218, 243, 1880; L. Weber, Carl's Rep. **16**, 240.

stationärer, sondern nur ein Wechselstrom durch das Gas fließen; die an den äußeren Leiterelektroden liegende Gefäßwandung wird dabei für eine kurze Zeit zu einer Elektrode. So kann man in verdünntem Gase einen Wechselglimmstrom erzeugen, indem man die Pole eines Induktoriums an die Gefäßwand legt oder das Stromgefäß, ohne Metallelektroden anzulegen, in das hochgespannte Feld eines Teslatransformators oder zwischen die Endplatten der Lecher'schen Anordnung für Hertz'sche Wellen bringt. Damit der Glimmstrom in solchen elektrodenlosen Röhren zu Stande kommen kann, muß natürlich die auf die Röhre entfallende Spannungsdifferenz oberhalb eines gewissen Minimums liegen; denn auch in diesem Falle ist der Glimmstrom von der Ionisierung durch Ionenstoß bedingt. Jenes Minimum ist um so größer, je größer der Gasdruck ist. Bei verfügbarer konstanter Spannung kann darum der elektrodenlose Glimmstrom nur unterhalb eines gewissen Gasdruckes zu Stande kommen.

Der zweite Fall eines elektrodenlosen Stromes durch ein Gas besteht in Folgendem. Durch ein Gasvolumen läßt man magnetische Kraftlinien hin und her schießen, man bringt etwa eine mit Gas gefüllte Kugel an das Ende einer von pulsierendem oder wechselndem Strome durchflossenen Spule, beispielsweise der Primärspule des Teslatransformators. Das Gas spielt dann die Rolle einer Sekundärspule; in ihr wird eine elektromotorische Kraft induziert. Ist diese genügend groß, so bringt sie in dem Gase einen Glimmstrom hervor; dieser hat dann keine Anode und Kathode, sondern stellt eine in sich zurücklaufende positive Lichtsäule dar. Doch hiervon sei weiter unten die Rede.

1880; Edlund, Bbl. **8**, 145, 1884; Tesla, Wechselströme hoher Spannung, Halle, 1895; Borgmann, El. **26**, 787, 1891; E. Thomson u. Tesla, L. E. **41**, 183, 1891; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **32**, 321, 445, 1891; Pr. Cambr. S. **7**, 314, 330, 1892; Nat. **51**, 330, 1895; Pupin, Am. J. Sc. (3) **43**, 463, 1892; Lehmann, W. A. **47**, 426, 1892; Schöntjes, Bull. Ac. Belg. (3) **24**, 321, 1892; Rimington u. Smith, Ph. M. (5) **35**, 68, 1893; Rimington, Ph. M. (5) **35**, 506, 1893; †Ebert u. E. Wiedemann, W. A. **49**, 22, 1893; **50**, 22, 1893; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **62**, 603, 1897; Warburg, W. A. **54**, 730, 1895; Kalischer, Naturw. R. **10**, 86, 1895; De Kowalski, R. R. **120**, 82, 1895; Fomm, W. A. **68**, 620, 1899; Burke, Ph. M. (6) **1**, 342, 455, 1901.

IV. Büschelstrom.

Allgemeines.

Beim positiven und negativen Spitzenstrom ist die Ionisierung durch Ionenstoß auf die unmittelbar an die Spitze grenzende Gasschicht beschränkt, beim Glimmstrom ist der Raum zwischen der Anode und der zweifachen Ionisierung an der Kathode durch eine Ionisierungspartie, die positive Lichtsäule, überbrückt. Es ist nun eine *Spielart zwischen Spitzenstrom und Glimmstrom* möglich. An die zweifache Ionisierungspartie des positiven oder negativen Spitzenstromes kann sich nämlich ein kurzer in das Gas hineinragender Kanal von Ionisierung durch die negativen Ionen schließen, also ein Stück positive Lichtsäule. Zum Unterschied von dem Glimmstrom sitzt aber jener Lichtstiel auf einer zweifachen Ionisierungspartie, nicht auf der Anode mit einfacher Grenzionisierung. Der Lichtstiel erweitert sich an seinem im Gasraum liegenden Ende zu einem Büschel. Es ist offenbar ein positiver und negativer Büschelstrom möglich; ein jeder wird mit der gleichen Versuchsanordnung wie der Spitzenstrom erhalten, indem man nämlich einer Spitze eine ausgedehnte Platte gegenüberstellt und den Spitzenstrom soweit verstärkt, daß sich der Lichtstiel des Büschelstromes entwickelt. Bei unstetiger Elektrizitätszufuhr können sich schnell hintereinander mehrere Büschelströme mit verschiedener Lage der Stiele entwickeln. Das Auge hat dann den Eindruck einer pinselförmigen Lichterscheinung (Fig. 48). Dies tritt besonders dann ein, wenn man aus einem Leiter Elektrizität unter dem Zwange hoher Spannung ohne Anwendung einer zweiten Elektrode in einen großen Gasraum, wie die atmosphärische Luft ausströmen läßt.

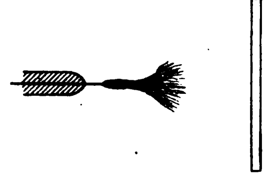


Fig. 48.

Der Büschelstrom ist ein instabiles Gebilde, zumal wenn sich auf seinen Stiel, begünstigt durch sekundäre Umstände, wie Staubteilchen, wieder andere kleinere Stiele in seitlicher

Divergenz und schnell wechselnder Lage aufsetzen. Er ist zudem nur in Gasen von höherem Druck zu erhalten und besitzt als Spielart zwischen Spitzen- und Glimmstrom nur ein untergeordnetes, in der Hauptsache demonstratives Interesse.

V. Lichtbogen.

1. Ionisation im Lichtbogen.

Zwischen der Anode und Kathode des Lichtbogens befindet sich Gas und Dampf aus dem Elektrodenmaterial. Durch dieses Gemisch von Gas und Dampf oder kurz Gasgemisch fließt ein elektrischer Strom; es sind in ihm positive und negative Ionen vorhanden. Um die Ionen im Gasraum des Lichtbogens zu erzeugen oder von den Elektroden weg in ihn zu schaffen, ist Energie notwendig und zwar im ersten Falle Ionisierungs-, im zweiten Falle Elektrisierungsarbeit. Der Lichtbogen liefert die Energie zur Erzeugung der Ionisation in seinem Gasraum selbst, indem sein Spannungsfeld Ionen in Bewegung setzt und an ihnen soviel kinetische Energie ansammelt, daß sie unter den gegebenen Umständen im Innern des Gasraumes oder an den Elektroden durch ihren Stoß die Ionisierungs- oder Elektrisierungsarbeit leisten können.

Der Lichtbogen ist demgemäß eine selbständige Strömung, er besitzt eine Minimalspannung, unterhalb welcher er nicht möglich ist. Diese stellt, bezogen auf die Ionenladung, das Minimum von Energie dar, um zwischen den Elektroden ein positives und negatives Ion im Gasraum zu erzeugen, sei es durch Ionisierung oder Elektrisierung.

Welcher Ionenart der Lichtbogen seine Ionisation verdankt und wo Ionisierung oder Elektrisierung stattfindet, ist noch nicht festgestellt. Notwendig ist indes, daß an der Kathodenoberfläche eine Ionisierungs- oder Elektrisierungspartie liegt. Von ihr weg müssen negative Ionen in den Gasraum hineinwandern können.

Neben der kinetischen Energie der Ionen kommt für die Ionisierung und Elektrisierung im Lichtbogen noch die hohe absolute Temperatur und das ultraviolette Licht in Betracht. Jene unterstützt die Ionisierung, indem sie die Ionenenergie erniedrigt;

zudem kann sie selbst Ionisierung und Elektrisierung hervorbringen und endlich begünstigt sie die Entstehung einer großen Ionisation, indem sie die Molisierung verringert. Das ultraviolette Licht wirkt in zweierlei Weise, einmal kann es im Innern des Gasraumes Ionisierung, wenn auch nur in geringem Maße hervorbringen, zweitens bringt es an der weißglühenden Kathode eine intensive Zerstreuung hervor. Wie nämlich das Lichtbogenlicht an kalten elektrisierten Körpern negative Elektrizität zerstreuen kann, so schafft es auch von der eigenen Kathode negative Elektronen in den Gasraum.

2. Anteil der Elektroden.

Erhitzt man in verdünntem Gase Kohle bis zur Weißglut, so daß sie bereits zu verdampfen beginnt, so kann man zwischen ihr als Kathode und einer kalten Anode schon mit etwa 50 Volt eine leuchtende Strömung herstellen. Diese ist offenbar eine gemischt unselbständige Strömung; unmittelbar an der Kathode wird Ionisation sekundär durch die hohe Temperatur bewirkt; in der Nähe der Anode bewirken bei genügender Gasverdünnung die von der negativen weißglühenden Elektrode ausgehenden Ionen durch ihren Stoß Ionisierung und Leuchten. In dieser Strömung ist der Gasraum unmittelbar an der Kathode mit Kohlendampf erfüllt; es findet an ihr nicht die zweifache mehrere hundert Volt beanspruchende Grenzionisierung im Gas statt; sie ist ein Glimmstrom ohne dessen Kathodenfall.

Im Lichtbogen hat an der Kathode das Gleiche wie in der oben beschriebenen Strömung statt. Indes muß in ihm die Energie, welche notwendig ist zur Erhitzung und Verdampfung der Kathode, von dem elektrischen Strome selbst geliefert werden. Das Produkt aus Stromstärke und Spannungsabfall an der Kathode muß oberhalb eines gewissen Wertes liegen.

Der Spannungsabfall an der Lichtbogenkathode ist viel kleiner wie an der Kathode des Glimmstromes. Dafür aber ist die Stromdichte an jener viel größer als an dieser. Ferner beteiligt sich im Glimmstrom die Kathode lediglich durch die katalytische Wirkung ihres Metalles an der Ionisierung im Gasraum; im Lichtbogen dagegen sendet die Kathode Dampf und wahrscheinlich auch Ionen in den Gasraum.

Die Aussendung von Dampf infolge sehr starker Erhitzung an der Kathode durch die elektrische Strömung ist die Existenzbedingung und das Charakteristikum des Bogenstromes. Die Anode spielt bei seinem Zustandekommen eine untergeordnete Rolle. Sie braucht nicht notwendig ebenfalls weiß zu glühen und Dampf auszusenden. Dann aber erstreckt sich von ihr bis in die Nähe der Kathode die Lichtsäule des Glimmstromes im Gase und diese beansprucht viel Spannung und erschwert darum das Zustandekommen einer so großen Stromstärke, wie sie zur Erhitzung der Kathode notwendig ist. Der Lichtbogen ohne Verdampfung der Anode erfordert darum eine höhere Spannung als der gewöhnliche Lichtbogen mit Anodenverdampfung. Dieser bildet sich in der Regel von selbst aus. Ist nämlich die Stromstärke einmal so groß, daß sie die Kathode zur Dampfaussendung veranlaßt, so bringt sie auch von selbst die Anode zur Weißglut und Verdampfung, wenn man dies nicht absichtlich durch geeignete Mittel verhindert. Ja in der Regel, so bei Kohle, wird die Anode sogar stärker erhitzt als die Kathode, da an jener sich ein größerer Spannungsabfall herstellt als an dieser.

Im gewöhnlichen Lichtbogen beteiligen sich also sowohl die Anode wie die Kathode in der Weise an der Strömung, daß sie dank der an ihrer Oberfläche geleisteten elektrischen Arbeit Dampf in den Gasraum senden; notwendig ist dies für die Kathode. Alle folgenden Ausführungen beziehen sich auf den gewöhnlichen Lichtbogen.

3. Form des Lichtbogens.[1]

Für das Auge besteht der Lichtbogen, speziell der Kohlenlichtbogen, aus zwei Teilen, einem bläulich leuchtenden hoch temperierten Kern und einer ihn umgebenden, gelblich leuchtenden, niedriger temperierten Hülle oder „Aureole“. In dieser hat wahrscheinlich ein chemischer Vorgang zwischen dem Dampf und den mit ihm sich mischenden Gasen statt;

---

[1]) Davy, Ph. Tr. **2**, 487, 1821; De la Rive, P. A. **54**, 56, 1841; **60**, 385, 1843; **76**, 270, 1849; du Moncel, C. R. **40**, 313, 1855; Sinsteden, 1855; Le Roux, C. R. **66**, 42, 1868; Müller, A. Ch. Pharm. **158**, 135, 1871; Lehmann, W. A. **11**, 700, 1880; **55**, 366, 1895; Hertz,

vielleicht findet in der Hülle bei der niedrigeren Temperatur auch reichlich Molisierung statt. Der Kern des Lichtbogens besteht selbst wieder aus zwei Teilen, einem Dampfbüschel, das von der Anode ausgeht, und einem Dampfbüschel, das an der Kathode seinen Ursprung hat. Diese zwei Büschel dringen gegeneinander nach der Mitte des Gasraums vor; bei horizontaler Stellung der Elektroden steigen sie flammenartig einen Bogen bildend empor (Fig. 49)

Bei normalen und zeitlich konstanten Verhältnissen brennt der Lichtbogen ruhig. Erhöht man aber die Stromstärke, so beginnt er plötzlich zu zischen. Im zischenden Kohlenlichtbogen (Fig. 50) ist der positive Dampfbüschel groß und unruhig; das

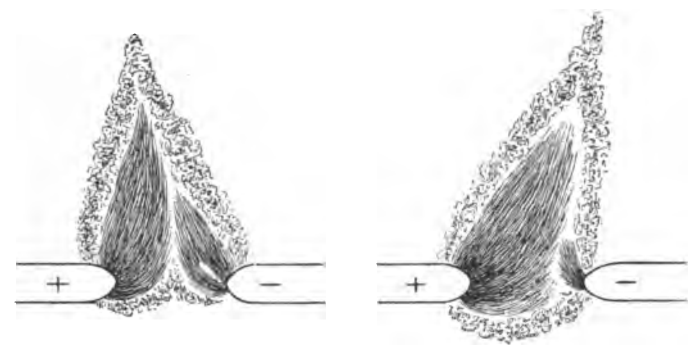


Fig. 49. Fig. 50.

Zischen kommt wahrscheinlich durch stürmisches Verdampfen oder durch Eindringen von Luft in den Kern zustande.

Der Querschnitt des Lichtbogens wächst nahezu proportional mit der Stromstärke.

W. A. **19**, 85, 1883; Luggin, W. B. **98**, 1192, 1889; S. P. Thompson, Z. Elch. **2**, 573, 1896; Görges, E. Z. **18**, 214, 1897; Ayrton, Pr. R. S. **68**, 410, 1901. Zisch. Lichtb. Niaudet; Cross u. Shepard, L. E. **3**, 287, 1886; Luggin, El. **26**, 565; Spencer, Electrical Rev. **33**, 496; Cravath, Electrical World **19**, 195; Andrews, Journ. Soc. Telegr. Engin. **9**, 201; Lehmann, W. A. **55**, 367, 1895; S. P. Thompson, Z. Elch. **2**, 549, 1896; Ayrton, Pr. R. S. **68**, 410, 1901.

Zweites Kapitel.

Spannungsabfall.

I. Spannungsabfall in unselbständigen Strömungen.[1])

1. Allgemeines über den Spannungsabfall.

Einem stationär durchströmten Leiter entlang (Richtung x) fällt die Spannung oder das Potential von höheren zu niedrigeren Werten ab und zwar innerhalb eines und desselben Leiterstückes stetig, an der Grenze zweier Leiter im allgemeinen unstetig. Der Differentialquotient $\frac{dV}{dx}$, der Abfall auf der Längeneinheit, heißt das Gefälle der Spannung; für durchströmte Gase hat man diesen Abfall auch Potentialgradient genannt. Das Gefälle ist gleich der elektrischen Kraft, welche in dem betrachteten Punkt auf die Einheit der Ladung wirkt.

Für die Erforschung des elektrischen Verhaltens der Gase ist die Untersuchung des Abfalls der Spannung wichtig. Sie wird in folgender Weise ausgeführt. Man läßt eine oder mehrere Sonden in das durchströmte Gas tauchen. Diese nehmen dann die Spannung an ihrem Ort an; indem man die Sonden mit einem Elektrometer verbindet, kann man die Spannung im Gas bestimmen. Statt einer Sonde kann man sich in manchen Fällen auch des Tropfkollektors bedienen.

Ein Strom durch ein Gas verändert dessen Zustand im allgemeinen beträchtlich, sei es, indem er aus einem Volumenelement Ionen wegführt oder in ihm Ionen abscheidet, sei es, indem er durch den Stoß seiner Ionen neue Ionen erzeugt. Aus diesem Grunde ist die räumliche Verteilung und die Abhängigkeit der Spannung in durchströmten Gasen eine viel mannigfaltigere und verwickeltere als in den flüssigen und metallischen Leitern.

---

[1]) † Child, W. A. 65, 152, 1898; Zeleny, Ph. R. 8, 170, 1899; † Wilson, Ph. Tr. 192, 499, 1899; Guggenheimer, V. D. Ph. G. 1, 272, 1899; Warburg, 2, 304, 1900; † Marx, A. Ph. 2, 774, 1900; Rutherford, Ph. M. (5) 47, 109, 1899; Ph. M. (6) 2, 210, 1901.

2. Räumlicher Verlauf des Spannungsabfalles.

Die räumliche Verteilung des Spannungsabfalles zeigt in unselbständigen Strömungen immer den gleichen Charakter, durch welchen sekundären Ionisator auch die Ionisation hervorgebracht wird, ob durch ultraviolette, Röntgen- oder Becquerelstrahlen, ob durch hohe Temperatur oder einen chemischen Vorgang. *In größerer Entfernung von den Elektroden ist der Spannungsabfall räumlich konstant; in den an den Elektroden liegenden Gasschichten ist er viel stärker und räumlich variabel.* An der Kathode ist der Spannungsabfall stärker als an der Anode. Die räumliche Variation des Spannungsgefälles an den Elektroden erklärt sich aus der Ionenverschiebung durch die elektrische Strömung (vergl. unten).

Die Fig. 51 (nach Child) zeigt den allgemeinen Typus des Spannungsabfalles in unselbständigen Strömungen; das Gas war in dem betreffenden Falle atmosphärische Luft; die Ionisation war bewirkt durch Röntgenstrahlen; die Elektroden waren Platten.

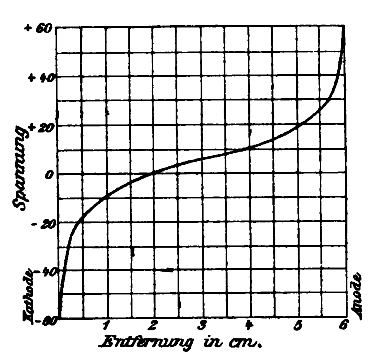


Fig. 51.

3. Abhängigkeit von der Stromstärke.

Das räumlich konstante Spannungsgefälle im Innern eines unselbständig durchströmten Gases ist bei konstanter Stromstärke um so kleiner, je größer die Leitfähigkeit oder die Ionisation und die spez. positive und negative Ionengeschwindigkeit ist. Wenn umgekehrt die Ionisation konstant ist, *so nimmt das räumliche konstante Spannungsgefälle mit wachsender Stromstärke zu.* Als Beispiel für dieses ganz allgemeine Verhalten diene die Fig. 52 (nach Wilson); diese bezieht sich auf ein Flammengas; die Elektroden waren Netze aus Platindraht; die Flamme war gespeist mit $\frac{1}{50}$ Normal-Rubidiumchloridlösung. Wie man sieht, fällt im Innern des Gases die Spannung um so steiler ab, je größer die Stromstärke ist.

Auch der Spannungsabfall an den Elektroden ändert sich mit der Stromstärke. *Bei sonst konstanten Verhältnissen wächst an der Anode wie an der Kathode das Spannungsgefälle mit der Stromstärke;* indes nimmt es an der Kathode viel stärker zu als an der Anode. Auch dies ist aus der obigen Figur zu er-

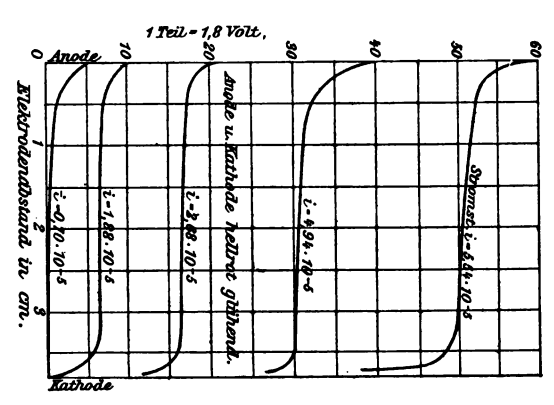


Fig. 52.

sehen. Die Abhängigkeit des Spannungsabfalles an den Elektroden von der Stromstärke erklärt sich ebenfalls aus der Ionenverschiebung durch die elektrische Strömung (vergl. unten).

4. Spannungsabfall an den Elektroden bei verschiedener Ionisation und Oberfläche.

Bei konstanter Stromstärke ist der Abfall der Spannung an den Elektroden um so größer, je kleiner die Oberfläche der Elektrode ist. An der Kathode wächst bei Verkleinerung der Oberfläche das Spannungsgefälle viel stärker als an der Anode.

Wird im Gasinnern die Ionisation konstant gehalten, an den Elektroden aber verändert, so ist hier der Spannungsabfall um so größer, je schwächer unmittelbar in ihrer Nähe das Gas ionisiert wird. Und auch in dieser Hinsicht zeigen sich wieder Anode und Kathode verschieden; Erniedrigung der Ionisation an dieser erhöht nämlich das Spannungsgefälle viel stärker als an der Anode.

Läßt man Röntgen- oder Becquerelstrahlen auf die Kathode fallen, so ist der Spannungsabfall an ihr infolge der

Ionisierung durch die Sekundärstrahlung viel kleiner, als wenn die Strahlen die Kathode nicht direkt treffen. An der Anode tritt diese Erscheinung wohl auch, aber nicht so ausgeprägt auf.

In der unselbständigen Strömung durch ein Flammengas hängt die Ionisation an den Elektroden in erster Linie von deren Temperatur ab. Je niedriger diese ist, desto kleiner ist die Ionisation; desto größer ist dann der Spannungsabfall an der Elektrode. Dies zeigt Fig. 53 (nach **Marx**), sie bezieht sich auf eine salzhaltige Bunsenflamme. Wie man sieht, ist

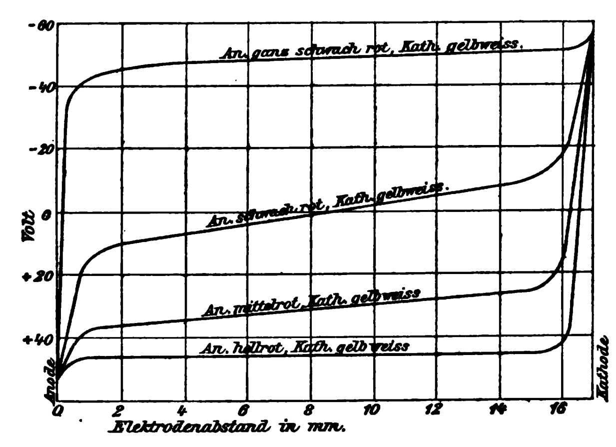


Fig. 53.

der Spannungsabfall an der Kathode bei nahezu gleicher Elektrodentemperatur (unterste Kurve) viel größer als an der Anode. An dieser kann nur dadurch ein größeres Spannungsgefälle erzielt werden als an der Kathode, daß man ihr eine niedrigere Temperatur giebt als dieser.

II. Spannungsabfall im Spitzenstrom.

1. Räumlicher Verlauf und Abhängigkeit.[1]

Den Abfall der Spannung in einem positiven bezw. negativen Spitzenstrom zeigen die nachstehenden Figg. 54, 55 (nach **Warburg**).

[1] **Warburg**, A. Ph. 2, 295, 1900.

Der Spannungsabfall ist unmittelbar an der Spitze sehr groß; im Innern des Gases ist er kleiner und räumlich nahezu konstant. Wie oben S. 122 auseinandergesetzt wurde, findet unmittelbar an der Anode bezw. an der Kathode des positiven bezw. negativen Spitzenstromes Ionisierung durch Ionenstoß statt; von der Elektrode weg liegt auf der Strecke der freien Weglänge des positiven Ions dessen Ionisierungsspannung. Diese Ionisierungsspannung heißt Anoden- bezw. Kathodenfall, wenn sie an der Anode bezw. an der Kathode liegt; sie bedingt den starken Spannungsabfall an der Spitze.

Im Innern des vom Spitzenstrom durchflossenen Gases hängt das Spannungsgefälle ab von der Stromstärke; es wächst,

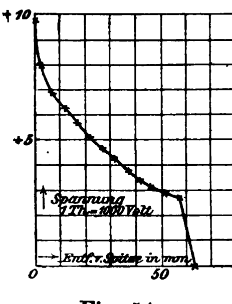


Fig. 54.

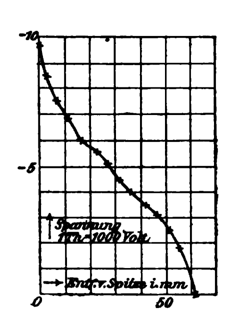


Fig. 55.

wenn diese zunimmt. Bei sonst gleichen Verhältnissen ist es in verschiedenen Gasen verschieden groß, bei kleinem Gasdruck kleiner als bei größerem. Außerdem hängt es ab von den Dimensionen des Stromgebietes; es ist um so kleiner, je größer der Querschnitt ist. Ausführliche Messungen über die Abhängigkeit von den genannten Faktoren liegen noch nicht vor.

2. Anoden- bezw. Kathodenfall des positiven bezw. negativen Spitzenstromes.

Den oben definierten Anoden- und Kathodenfall des Spitzenstromes kann man bei höherem Gasdruck nicht direkt in der Weise bestimmen, daß man der Spitze eine Sonde nähert und die Spannungsdifferenz zwischen dieser und jener mißt. Denn man müßte die Sonde bis auf einen Abstand gleich der

mittleren freien Weglänge des positiven Ions nähern; da diese bei höheren Drucken sehr klein ist, so würde man durch die große Nähe der Sonde die Strömung an der Spitze stören.

Da sich die Ionisierungsspannung sehr wenig mit dem Gasdruck ändert, so ist der Anoden- und Kathodenfall des Spitzenstromes bei kleiner Stromstärke unabhängig vom Gasdruck. Bei niedrigem Gasdruck läßt er sich aber auf die angegebene Weise bestimmen, da nunmehr die mittlere freie Weglänge des positiven Ions groß geworden ist. So wurde für Luft der Anodenfall des positiven Spitzenstromes zu 530 Volt, der Kathodenfall des negativen zu 350 Volt an Platin erhalten.

Der Kathodenfall des negativen Spitzenstromes ist identisch mit dem Kathodenfall des Glimmstromes. Was von diesem gilt, trifft auch für jenen zu. Doch ist der Kathodenfall des negativen Spitzenstromes wohl immer normal, d. h. unabhängig von der Stromstärke, da bei den in Betracht kommenden höheren Gasdrucken das Glimmlicht oder Ionisierungsgebiet an der Spitze in den seltensten Fällen die ganze Spitzenoberfläche bedeckt.

Auch der Anodenfall des positiven Spitzenstromes ist wohl in der Regel normal. Über ihn liegen noch keine Untersuchungen vor.

III. Spannungsabfall im Glimmstrom.

1. Räumlicher Verlauf des Spannungsabfalles.[1])

Da der Glimmstrom aus verschiedenen Teilen (negatives Glimmlicht, dunkler Trennungsraum, positive Lichtsäule) sich zusammensetzt, so ist zu erwarten, daß in ihm das Spannungsgefälle räumlich beträchtlich variabel sei. Dies ist in der That der Fall. Fig. 56 (nach Graham) giebt den Spannungsabfall in dem ungeschichteten Glimmstrom durch reinen Stickstoff, die Abscissen geben die Rohrlänge in Millimetern, die Ordinaten das

[1]) De la Rue u. Müller, C. R. **86**, 1074, 1878; Hittorf, W. A. **20**, 705, 1883; Schuster, Pr. R. S. **47**, 542, 1890; †Graham, W. A. **64**, 49, 1898; †Skinner, W. A. **68**, 763, 1899; Ph. M. (5) **50**, 563, 1900; G. C. Schmidt, A. Ph. **1**, 633, 1900; †H. A. Wilson, Ph. M. (5) **49**, 505, 1900; †Wehnelt, A. Ph. **7**, 237, 1901.

Spannungsgefälle in Volt auf 1 cm. Fig. 57 (nach Graham, Röhrenbild etwas nach links verschoben) giebt die Verteilung des Spannungsgefälles in dem geschichteten Glimmstrom durch reinen Stickstoff, Fig. 58 (nach Wilson) für Wasserstoff.

Aus den nachstehenden Figuren ist Folgendes zu entnehmen. Im Glimmstrom fällt die Spannung an der Anode und Kathode sehr

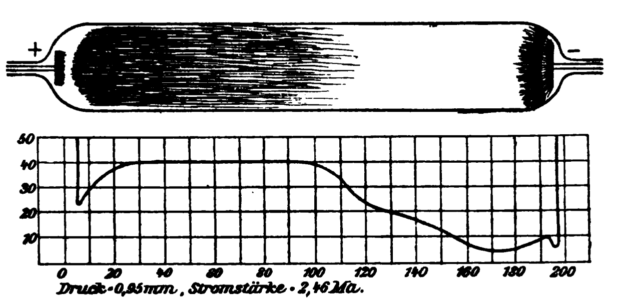


Fig. 56.

stark ab, indes hier stärker als dort. Den größten Wert hat das Spannungsgefälle im dunklen Kathodenraum, den kleinsten in der negativen Glimmschicht. Hier ist das Spannungsgefälle deswegen klein, weil hier das Gas durch die von der Kathode (Kathoden-

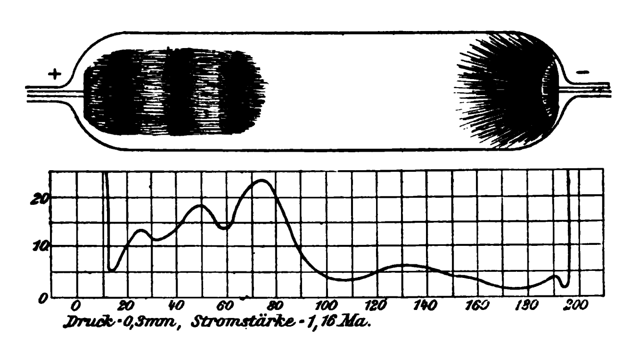


Fig. 57.

strahlen) herkommenden negativen Ionen stark ionisiert wird. Die Ionisation nimmt mit zunehmender Entfernung von der Kathode ab. Darum nimmt das Spannungsgefälle von der negativen Glimmschicht weg, im dunklen Zwischenraum allmählich nach der positiven Lichtsäule hin zu. Sowie es so groß geworden ist, daß die negativen Ionen auf ihrer freien Weglänge ihre

Ionisierungsspannung durchlaufen, erfolgt die Innenionisierung durch Ionenstoß, oder mit anderen Worten, es beginnt die positive Lichtsäule. Ist diese ungeschichtet, so ist in ihr auf eine längere Strecke das Spannungsgefälle räumlich konstant, sinkt dann kurz vor der Anode auf einen kleinen Wert, um dann unmittelbar an der Anode wieder zu steigen. In der geschichteten positiven Lichtsäule besitzt das Spannungsgefälle relative Minima und Maxima. Diese liegen im leuchtenden Anfang, jene im dunklen Ende einer jeden Schicht.

Ein kleines relatives Maximum des Gefälles liegt nach den Figg. 56 u. 57 auch im Anfange der negativen Glimmschicht.

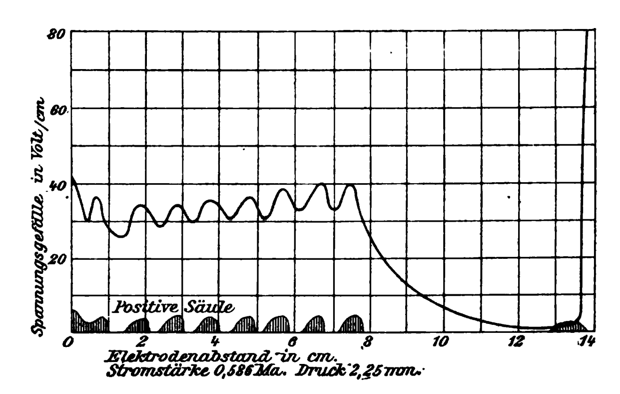


Fig. 58.

Nach Analogie der positiven Schichten ist dies zu erwarten. Im Kathodendunkelraum treten keine Maxima des Gefälles auf; die Spannung nimmt von der Kathode weg bis zur negativen Glimmschicht angenähert nach der Formel

$$V_x = V_0\,(1 - e^{-kx})$$

zu, worin V_0 die Spannungsdifferenz zwischen der Kathode und der negativen Glimmschicht oder den Kathodenfall, k eine Konstante, x die Entfernung von der Kathode bedeutet.

Das Spannungsgefälle ist in einem jeden Teile des Glimmstromes abhängig von der Stromstärke und dem Gasdruck. Eine Änderung dieser Größen hat aber in der Regel auch eine Änderung in der Länge der einzelnen Teile (vergl. S. 136—147) zur Folge. Die Spannungsdifferenz, welche auf einen einzelnen

Teil des Glimmstromes entfällt, ändert sich darum aus zwei Gründen, erstens weil sich in seinem Inneren das Spannungsgefälle ändert, zweitens weil die Länge des Teiles größer oder kleiner wird.

2. Spannungsgefälle in der ungeschichteten positiven Lichtsäule.[1]

Stromstärke. — In der ungeschichteten positiven Lichtsäule nimmt das Gefälle mit wachsender Stromstärke ab und zwar in engen Röhren stärker als in weiten. Die Abhängigkeit des Gefälles g von der Stromstärke i kann durch folgende Formel (α und β sind Konstanten) innerhalb nicht zu großer Bereiche mit Annäherung dargestellt werden: $g = \alpha - \beta i$; hierbei ist allerdings die Änderung der Gasdichte infolge der Erwärmung durch den Strom nicht berücksichtigt. Die nachstehenden Tabellen geben ein Beispiel für diese Abhängigkeit.

Stickstoff.
Röhrendurchmesser 3 cm,
Druck 7,16 mm

Stromstärke $i \cdot 10^3$	Gefälle, Volt auf 1 cm
0,6	149,8
0,8	152,8
1,0	155,8
1,2	158,8
1,4	161,8
1,6	164,8
1,8	167,8
2,0	170,8
2,2	173,8
2,4	176,8

Wasserstoff.
Röhrendurchmesser 3 cm,
Druck 6,84 mm

Stromstärke $i \cdot 10^3$	Gefälle, Volt auf 1 cm
0,643	104,9
0,810	103,8
1,149	102,1
1,250	101,7
1,326	101,3
1,574	100,5
1,708	100,3
1,868	99,7
2,055	98,1
2,331	95,0

Druck. — Wenn der Druck abnimmt, so wird das Gefälle in der ungeschichteten positiven Lichtsäule kleiner (vergl. S. 64). Dies zeigen die vier folgenden Tabellen.

---

[1]) Hittorf, W. A. **20**, 726, 733, 1883; Homén, W. A. **38**, 172, 1889; †Herz, W. A. **54**, 244, 1895; †Mebius, W. A. **54**, 537, 1895; Bbl. **23**, 126, 1899; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **66**, 316, 324, 1898; †G. C. Schmidt, A. Ph. **1**, 633, 1900; Stark, A. Ph. **3**, 229, 1900; **4**, 221, 1901; Heuse, A. Ph. **5**, 670, 678, 1901.

Stickstoff.
Röhrendurchmesser 3 cm,
Stromstärke $1{,}2 \cdot 10^{-3}$ Ampère

Druck mm	Gefälle, Volt auf 1 cm
8	156,8
6	123,8
4	92,2
2	55,4
1,5	43,6

Wasserstoff.
Röhrendurchmesser 3 cm,
Stromstärke $1 \cdot 10^{-3}$ Ampère

Druck mm	Gefälle, Volt auf 1 cm
8	117,0
7	105,0
6	92,6
5	79,5
4	64,5

Helium.
Röhrendurchmesser 2,5 cm,
Stromstärke $0{,}52 \cdot 10^{-3}$ Ampère

Druck mm	Gefälle, Volt auf 1 cm
12,53	34,0
10,46	28,9
8,73	24,8
6,68	19,3
5,18	15,2

Quecksilber.
Röhrendurchmesser 2,4 cm,
Stromstärke $0{,}35 \cdot 10^{-3}$ Ampère

Druck mm	Gefälle, Volt auf 1 cm
16,71	18,6
13,07	16,9
9,23	14,8
6,41	12,7
4,84	11,2

Röhrenweite. — Bei gleicher Stromdichte und gleichem Gasdruck sind in verschieden weiten Röhren in der positiven Lichtsäule die Spannungsgefälle nicht gleich; sie sind vielmehr in den engen Röhren größer als in den weiten. Dies rührt daher, daß an der Röhrenwandung die Ionisation erniedrigt wird (vergl. Ionenadsorption).

Gefälle in Stickstoff.

Röhrendurchmesser	Druck mm						
cm	4,5	4,0	3,5	3,0	2,5	2,0	1,5
2	109,4	99,7	89,2	77,7	—	—	—
3	99,9	92,2	84,5	76,1	66,2	55,4	43,6
4	97,7	89,3	80,5	71,2	61,5	51,4	40,8
5	—	—	—	—	60,2	48,7	37,5

Beimengungen. — Das Spannungsgefälle in einem Gase wird in der Regel geändert, wenn diesem kleine Mengen eines zweiten Gases beigemischt werden. In schwach sauerstoffhaltigem Stickstoff ist es etwas größer als in sauerstofffreiem.

Gefälle in Stickstoff, Röhrendurchmesser 5 cm

Druck mm	Stromstärke $1 \cdot 10^8$	ungereinigtes Gas	gereinigtes Gas	Differenz
1,83	0,752	43,2	41,2	2,0
0,77	0,451	21,8	18,4	3,4
0,56	0,524	15,9	13,9	2,0

Temperatur. — Bei konstantem Gasdruck nimmt das Spannungsgefälle in der positiven Lichtsäule ab, wenn die Temperatur durch Erhitzung von außen erhöht wird; bei konstanter Gasdichte ändert es sich dagegen nur sehr wenig mit der Temperatur.

Da in den mitgeteilten Messungen über die Abhängigkeit des Spannungsgefälles von der Stromstärke das Stromgefäß in Kommunikation mit den Räumen der Pumpe stand, so änderte sich mit der Stärke des Stromes infolge der Erwärmung durch diesen die Gasdichte in der positiven Lichtsäule. Dies ist wenn vielleicht auch nicht die einzige, so doch *eine* Ursache der Abnahme des Gefälles mit wachsender Stromstärke.

3. Spannungsgefälle im dunklen Zwischenraum.[1])

Von der negativen Glimmschicht weg steigt im dunklen Zwischenraum nach der positiven Lichtsäule das Spannungsgefälle an. Mit der Stromstärke und dem Gasdruck ändert sich die Länge und das Spannungsgefälle des dunklen Zwischenraumes. Wir nehmen zunächst an, daß die Länge der negativen Glimmschicht sich mit der Stromstärke nicht ändere, daß also der Kathodenfall normal sei.

In diesem Falle nimmt im dunklen Zwischenraum auf seiner ganzen Länge das Spannungsgefälle mit der Stromstärke

[1]) Graham, W. A. **64**, 53, 1898; G. C. Schmidt, A. Ph. **1**, 640, 1900; † Stark, A. Ph. **3**, 231, 1900; Skinner, Ph. M. (5) **50**, 563, 1900.

zu. Wird infolge dieser Zunahme am Ende des Zwischenraumes das Gefälle ebenso groß wie in der positiven Lichtsäule, dann tritt dort Ionisierung durch Ionenstoß ein und ein Stück dunklen Zwischenraumes verwandelt sich in positive Lichtsäule. Bei Abnahme der Stromstärke findet der umgekehrte Vorgang statt.

Wenn der Kathodenfall nicht mehr normal ist, dann wächst mit zunehmender Stromstärke die Länge der negativen Glimmschicht; in den Teilen des Zwischenraumes, in die sie hineinwächst, nimmt infolge der starken Ionisierung durch die Kathodenstrahlen das Gefälle ab. Gleichzeitig aber wächst im dunklen Ende das Gefälle unter Verlängerung der positiven Lichtsäule. Der dunkle Zwischenraum wird dann von zwei Seiten her verkürzt.

Hält man die Stromstärke konstant und erniedrigt den Gasdruck, so nimmt in allen Teilen des dunklen Zwischenraumes das Spannungsgefälle ab, besonders in seinem Ende kurz vor der positiven Lichtsäule.

4. Spannungsgefälle in den Schichten.[1])

Ähnlich wie der dunkle Zwischenraum verhält sich wahrscheinlich das dunkle Ende einer positiven Schicht. Das Spannungsgefälle wird hier mit wachsender Stromstärke etwas größer; es nimmt ab, wenn der Druck sinkt.

In der negativen Glimmschicht und im Anfang des dunklen Zwischenraumes nimmt das Spannungsgefälle ab, sowohl, wenn der Druck sinkt, als wenn bei abnormalem Kathodenfall die Stromstärke wächst. Ebenso sinkt das Spannungsgefälle in den leuchtenden Teilen der positiven Schichten, wenn der Gasdruck abnimmt. Bei konstantem Gasdruck wird in ihnen das Gefälle wahrscheinlich etwas kleiner, wenn die Stromstärke wächst.

5. Der Anodenfall.[2])

Die Anode ist in der Regel mit einer dünnen leuchtenden Schicht bedeckt, der sogenannten Anodenschicht. Nur wenn

---

[1]) Stark, A. Ph. **3**, 230, 234, 1900; Skinner, Ph. M. (5) **50**, 563, 1900.

[2]) Goldstein, V. Ph. G. **11**, 16. Dez. 1892; †Skinner, W. A. **68**, 752, 1899; Ph. M. (6) **2**, 617, 1901; Mebius, Bbl. **23**, 126, 1899.

sich die Anode in der negativen Glimmschicht befindet, fehlt die Anodenschicht. In dieser findet einfache Grenzionisierung durch den Stoß der negativen auf die Anode zuschießenden Ionen statt.

Die Spannungsdifferenz zwischen der Anode und einem Punkte der Anodenschicht heißt *Anodenfall.* Er wird mittels einer Sonde bestimmt; diese soll der Anode bis auf kleinen Abstand genähert werden, indes nicht soweit, daß sie die auf die Anode zuschießenden negativen Ionen abschirmt und so einen Schatten auf jene wirft (vergl. S. 74).

Die Größe des Anodenfalles ist von dem Teil des Glimmstromes abhängig, der sich unmittelbar vor der Anode befindet. Solange eine positive Lichtsäule unter sonst konstanten Verhältnissen vor der Anode liegt, ist er unabhängig von der Länge der Lichtsäule. Verkürzt man diese soweit, daß sie

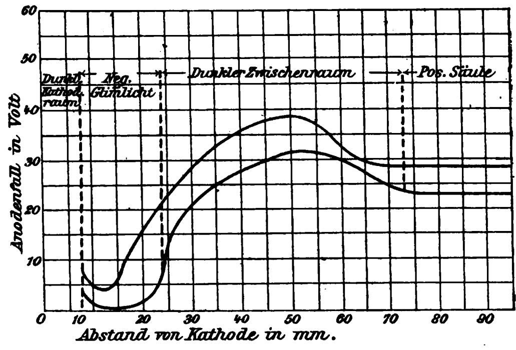


Fig. 59.

verschwindet und die Anode in den dunklen Zwischenraum eintritt, dann steigt der Anodenfall um 10—20 Volt. Dringt die Anode noch weiter vor und tritt langsam in die negative Glimmschicht ein, so sinkt der Anodenfall wieder und hat im Anfang der negativen Glimmschicht einen sehr kleinen Wert. Je größer also vor der Anode die Ionisation ist, desto kleiner ist der Anodenfall. Diese Verhältnisse zeigt mit einem Blick die obenstehende Fig. 59 (nach Skinner).

Der Anodenfall nimmt etwas ab, wenn die Stromstärke zunimmt; ferner wird er etwas mit dem Gasdruck kleiner. Wenn sich die Anode mit einem Überzug bedeckt, wird er

größer. An frischen Oberflächen ist er kleiner als an solchen, welche längere Zeit als Anode gedient haben; ist er langsam infolge längeren Stromdurchganges gestiegen, so kann er dadurch wieder auf seinen anfänglichen Wert zurückgebracht werden, daß die betreffende Elektrode für einige Zeit als Kathode benützt wird. Durch Verunreinigungen des Gases wird der Anodenfall ebenfalls beeinflußt. Die Fig. 60 (nach Skinner) läßt den Anodenfall in reinem Stickstoff für verschiedene Metalle bei verschiedenen Drucken entnehmen.

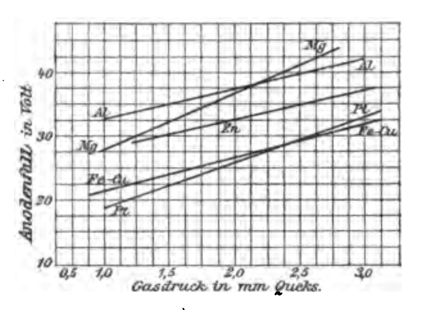


Fig. 60.

IV. Kathodenfall des Glimmstromes.[1]

1. Allgemeines.[1]

Kathodenfall des Glimmstromes heißt die Spannungsdifferenz zwischen der Kathode und dem Anfang der negativen Glimmschicht. Er wird bestimmt, indem man in den Anfang der negativen Glimmschicht eine dünne Metallsonde tauchen läßt und deren Spannungsdifferenz gegen die Kathode elektrometrisch bestimmt. Da der Abfall der Spannung in der negativen Glimmschicht sehr klein ist im Vergleich zu demjenigen im dunklen Kathodenraum, so wird die Genauigkeit der Messung nicht beeinträchtigt, wenn die Sonde nicht genau in den Anfang, sondern etwas davon entfernt in die Glimmschicht taucht.

[1]) †Hittorf, W. A. **20**, 743, 1883; Goldstein, W. A. **12**, 257, 1881; **24**, 79, 1885; †Warburg, W. A. **31**, 543, 1887; **40**, 1, 1890; **45**, 15, 1892; Homén, W. A. **38**, 202, 1889; Lehmann, W. A. **47**, 426, 1892; Paalzow u. Neesen, W. A. **56**, 700, 1895; Capstick, Pr. R. S. **63**, 356, 1898; E. Wiedemann, W. A. **67**, 714, 1899; Strutt, Pr. R. S. **65**, 446, 1900; G. C. Schmidt, A. Ph. **1**, 67, 1900; Heuse, A. Ph. **5**, 670, 678, 1901; Wehnelt, A. Ph. **7**, 237, 1902; †Stark, Ph. Z. **3**, 88, 1901; **3**, 165, 274, 1902; Skinner, Ph. M. (6) **2**, 616, 1901.

Normal heißt der Kathodenfall, solange noch nicht die ganze Kathode mit negativem Glimmlicht bedeckt ist und dieses sich symmetrisch und ungestört über ihre Oberfläche ausbreiten kann. *Abnormal* heißt der Kathodenfall, wenn die Grundfläche des negativen Glimmlichtes bei Steigerung der Stromstärke oder Erniedrigung des Gasdruckes nicht mehr wachsen kann, sei es, weil bereits die ganze Kathode von ihr bedeckt ist, sei es, weil sie durch die Nähe der Glaswand an weiterer Ausbreitung gehindert ist (vergl. S. 126).

Der normale Kathodenfall (K_n) stellt die Ionisierungsspannung der positiven Ionen für ein Gas gegen das Kathodenmetall dar; seine Größe wird darum durch die Art des Gases und des Kathodenmetalls bestimmt. Allgemein hängt der Kathodenfall ab von der Stromstärke (i), der von negativem Glimmlicht bedeckten Fläche (f) der Kathode, vom Gasdruck p und gewissen für ein Gas charakteristischen Konstanten k und $\varkappa$. Die Stromdichte an der Kathode ist $j = i/f$; solange der Kathodenfall konstant ist, ist $i/f = j_n$ unabhängig von der Stromstärke, aber abhängig vom Gasdruck; j_n ist die *normale* Stromdichte; für sie gilt mit Annäherung $j_n = \varkappa \cdot p$; bei Einführung der vorstehenden Bezeichnungen gilt, wenigstens in erster Annäherung, bei symmetrischen Verhältnissen an der Kathode folgendes Gesetz für den Kathodenfall (K):

$$K = K_n + \frac{k}{p}(j - j_n)^{\frac{1}{2}} \text{ oder}$$

$$K = K_n + \frac{k}{p}\left(\frac{i}{f} - \varkappa \cdot p\right)^{\frac{1}{2}} \text{ oder}$$

$$K = K_n + \frac{k}{p \cdot f^{\frac{1}{2}}}(i - \varkappa \cdot p \cdot f)^{\frac{1}{2}}.$$

2. Abhängigkeit von der Stromstärke.

Solange sich die Grundfläche des negativen Glimmlichtes über die Kathodenoberfläche ausbreiten kann, ist der Kathodenfall unabhängig von der Stromstärke, konstant oder normal. Dies zeigen zahlreiche Messungen unter den verschiedenartigsten Versuchsbedingungen; es geht auch aus dem Kathodenfallgesetz hervor. Unter der gemachten Voraussetzung ist nämlich $j - j_n = i - \varkappa \cdot p \cdot f = 0$ und darum $K = K_n =$ konst.

Kann sich die Grundfläche des negativen Glimmlichtes nicht mehr weiter ausbreiten, so wächst bei konstantem Druck der abnormale Kathodenfall mit zunehmender Stromstärke. Aus der

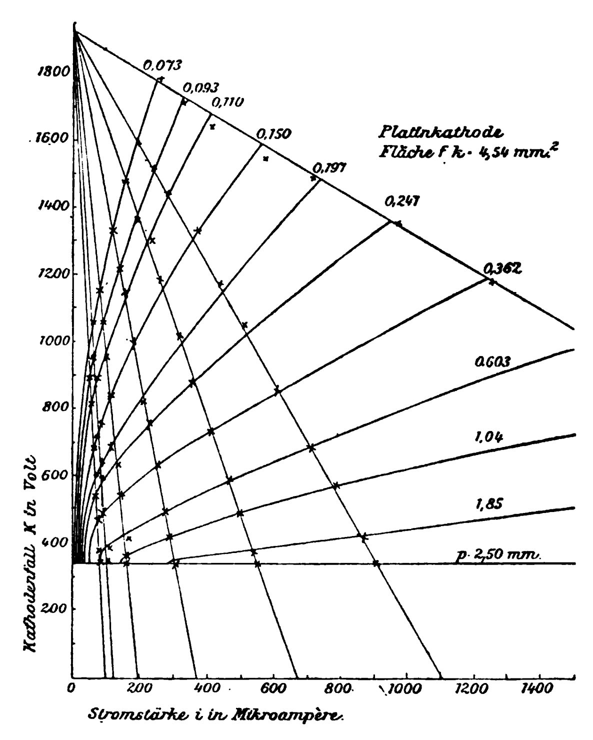


Fig. 61.

letzten obigen Form des Kathodenfallgesetzes gewinnt man durch Umformung folgende Gleichung:

$$(K - K_n)^2 = \frac{k^2}{p^2 \cdot f}(i - x \cdot p \cdot f).$$

Diese Gleichung stellt für K und i als Variable den Ast einer Parabel dar. Deren Hauptaxe ist parallel der i-Axe; ihr Scheitel hat die Koordinaten K_n und $x \cdot p \cdot f$; ihr Parameter ist $\frac{k^2}{2 \cdot p^2 \cdot f}$, der Parabelast steigt also mit wachsender Stromstärke um so steiler an, je kleiner der Gasdruck und auch je

kleiner die zur Verfügung stehende Kathodenoberfläche ist. Diese Verhältnisse werden durch die Kurven der Figg. 61 und 62 (nach **Stark**) in der That wiedergegeben; deren

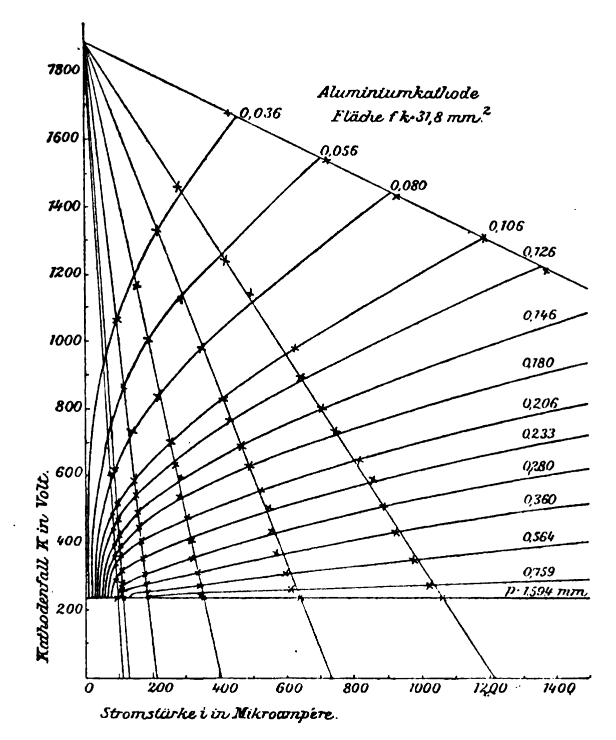


Fig. 62.

Punkte wurden in Luft erhalten; von den schieflaufenden Geraden, die alle durch einen Punkt der K-Axe gehen, ist weiter unten die Rede.

3. Abhängigkeit vom Gasdruck.

Der normale Kathodenfall ist unabhängig vom Gasdruck wie von der Stromstärke. Dies ergiebt sich aus dem Kathodenfallgesetz und ist durch zahlreiche Messungen bestätigt worden.

Der abnormale Kathodenfall nimmt erst langsam, dann rasch zu, wenn der Gasdruck abnimmt. Für konstante Stromstärke

erhält man aus dem Kathodenfallgesetz folgende Beziehung zwischen Gasdruck und Kathodenfall:

$$(K - K_n) . p = \frac{k}{f^{\frac{1}{2}}} (i - \varkappa \cdot p \cdot f)^{\frac{1}{2}} .$$

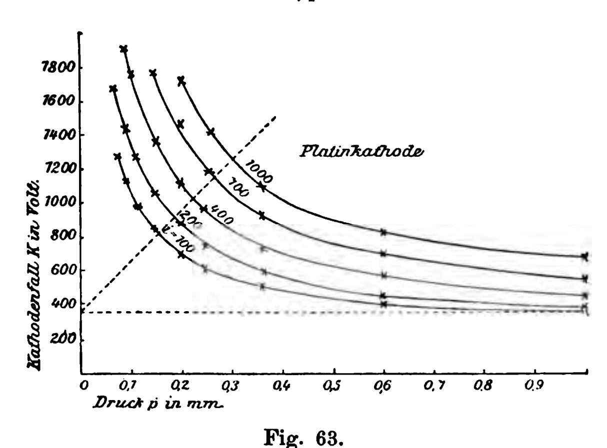


Fig. 63.

Ist $\varkappa \cdot p \cdot f$ klein im Verhältnis zu i, ist also i groß, p und f klein, so stellt diese Gleichung eine gleichseitige Hyperbel dar. Bei Fortsetzung in das Gebiet größerer Drucke werden indessen

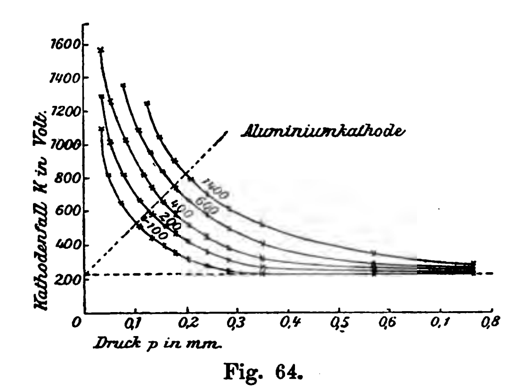


Fig. 64.

die wirklichen K-Werte kleiner als der Hyperbel entspricht; die K, p-Kurve läuft schließlich in eine Gerade aus. Diese Verhältnisse zeigen sich bei Beobachtungen in Luft bestätigt, wie die Figg. 63 und 64 zeigen.

Hat bei niedrigen Gasdrucken der dunkle Kathodenraum an einigen Stellen der Kathode die Glaswand erreicht, so verschwindet an diesen Stellen das negative Glimmlicht (vergl. S. 126). Ist f_s der auf diese Weise seines Glimmlichtes beraubte Teil der Kathodenoberfläche, f_k diese selbst in ihrer ganzen Ausdehnung, so ist die Grundfläche des negativen Glimmlichtes $f = f_k - f_s$. Das Kathodenfallgesetz wird dann

$$K = K_n + \frac{k}{p \cdot (f_k - f_s)^{\frac{1}{2}}} \left(i - \varkappa p (f_k - f_s) \right).$$

Hält man die Stromstärke konstant und erniedrigt man den Gasdruck, so nimmt der Kathodenfall erst stetig zu, solange $f_s = 0$ ist; sowie aber f_s einen von Null verschiedenen Wert annimmt, steigt der Kathodenfall auf einmal nach der vorstehenden Gleichung, viel rascher, als der Erniedrigung des Gasdruckes entspricht.

4. Normaler Kathodenfall in verschiedenen Gasen und an verschiedenen Metallen.

Die nachstehende Tabelle giebt den normalen Kathodenfall für verschiedene Gase an Platin.

Gas	Kathodenfall in Volt
Wasserstoff	298
Stickstoff	232
Sauerstoff	369
Helium	226
Luft	340
Wasserdampf	469
Ammoniak	582
Quecksilberdampf . .	340

Geringe Beimengungen können den Kathodenfall in einem Gase schon merkbar beeinflussen. Vor allem erhöhen schon geringe Spuren von Sauerstoff den Kathodenfall in den meisten Gasen. Die Gegenwart einer kleinen Menge eines zweiten Gases in dem untersuchten kann in zweierlei Weise den Kathodenfall beeinflussen. Erstens kann es die Kathodenober-

fläche chemisch verändern und so dessen katalytische Wirkung auf den Kathodenfall. So oxydiert Sauerstoff die meisten Metalle und an dem Metalloxyd ist dann der Kathodenfall immer größer als an dem reinen Metall. Zweitens kann durch die elektrische Strömung (vergl. unten Verschiebung der Ionen) das beigemischte Gas unmittelbar an der Kathodenoberfläche angesammelt und dann hier, weil relativ in großer Menge vorhanden, die mittlere freie Weglänge des positiven Ions und die Ionisierungsspannung und somit den Kathodenfall in seinem Sinne beeinflussen. Aus dem schwankenden Verhalten des Kathodenfalles in Gasgemischen erklärt sich die Erscheinung, daß sich in chemisch zusammengesetzten Gasen nur schwer ein ruhiger und konstanter Wert des Kathodenfalles erhalten läßt; sie werden nämlich durch die elektrische Strömung zersetzt, so daß Gasgemische entstehen.

Die Art, wie ein Metall im normalen Kathodenfall seine Eigenart zum Ausdruck bringt, ist chemisch und physikalisch hochinteressant. Leider besitzen wir noch keine Messungen des Kathodenfalles an mehreren Metallen. Wir können bis jetzt erst folgende Tabelle aufstellen; in ihr sind die Metalle nach steigendem Kathodenfall geordnet.

	Alkalien	Al	Mg	Cu	Pt
Stickstoff . .			207		232
Wasserstoff .			168		298

Wie man sieht, ist die katalytische Wirkung eines Metalles auf die Ionisierung eines Gases um so größer, je mehr das Metall chemisch aktiv ist.

Besteht eine Kathode aus zwei verschiedenen Metallen, so tritt das negative Glimmlicht bei kleinen Stromstärken immer zuerst an dem Metall mit kleinerem Kathodenfall auf und beschränkt sich auch dann noch auf dasselbe, wenn der Kathodenfall durch Steigerung der Stromstärke bereits abnormal geworden ist. Erst wenn dieser den Wert des normalen Kathodenfalles an dem zweiten Metall erreicht hat, dehnt sich das Glimmlicht auch auf dieses aus.

Bemerkt sei noch Folgendes. Wird die Kathode bis zur Weißglut erhitzt,[1]) so daß sie Dämpfe auszusenden beginnt, so verschwindet plötzlich der normale Kathodenfall des Glimmstromes und an seine Stelle tritt der viel kleinere Kathodenfall des Lichtbogens (vergl. S. 153 und Verwandlung der Stromarten). Man kann auf diese Weise in hohem Vakuum schon mit etwa 50 Volt Spannungsdifferenz einen leuchtenden Glimmstrom herstellen.

V. Spannungsabfall im Lichtbogen.[2])

1. Spannungsgefälle in der Bogenlichtsäule.

Im Innern des Lichtbogens ist das Spannungsgefälle klein und räumlich konstant. Die von der Anode zur Kathode laufende Bogenlichtsäule entspricht der ungeschichteten Lichtsäule des Glimmstromes; indes ist in dieser bei gleichem Druck das Spannungsgefälle viel größer, sei es, weil die Stromstärke und Temperatur kleiner ist oder weil im Lichtbogen neben einem Gase noch Metalldampf der Elektroden vorhanden ist. Auch findet in der positiven Säule des Glimmstromes Ionisierung durch Ionenstoß statt; ob dies auch für die Bogenlichtsäule zutrifft, steht noch nicht fest.

Das Spannungsgefälle in der Bogenlichtsäule nimmt ab, wenn die Stromstärke zunimmt; es ist innerhalb kleiner Grenzen umgekehrt proportional der Stromstärke. *Es nimmt zu, wenn der Gasdruck steigt,* unter dem der Lichtbogen steht.

2. Anoden- und Kathodenfall.

Unmittelbar an den Elektroden des Lichtbogens ist der Spannungsabfall viel größer als in der Lichtsäule. Zwischen der

---

[1]) Hittorf, W. A. **21,** 111, 1884; Goldstein, W. A. **24,** 79, 1885.

[2]) Luggin, W. B. **96,** 759, 1887; Exn. Rep. **24,** 446, 1888; W. B. **98,** 1192, 1889; Lecher, W. B. **95,** 992, 1887; S. P. Thompson, L. E. **45,** 590, 1892; Duncan, Rowland u. Todd, El. **31,** 360, 1895; Ayrton, El. **41,** 720; Nat. **58,** 533, 1898; Child, Ph. R. **10,** 151, 1900; **12,** 149, 1901.

Anode und einem ihr benachbarten Punkt in der Lichtsäule ist eine Spannungsdifferenz vorhanden, der *Anodenfall;* ebenso besteht an der Kathode eine solche Spannungsdifferenz, der *Kathodenfall.*

Der Anodenfall A des Lichtbogens ändert sich etwas mit der Stromstärke i, der Bogenlänge l und dem Querschnitt q. Seine Abhängigkeit kann für Kohle durch die Formel (nach Ayrton) dargestellt werden:

$$A = 31{,}28 + \frac{q + 3{,}1 \cdot l}{i}.$$

Für den Kathodenfall K des Lichtbogens an Kohle gilt

$$K = 7{,}6 + \frac{13{,}6}{i}.$$

An verschiedenem Elektrodenmetall ist der Anoden- und Kathodenfall des Lichtbogens verschieden groß, wie die nachstehende Tabelle (nach Child) zeigt.

Metall	Anodenfall	Kathodenfall
Zink	12	14
Eisen	13	15
Kupfer	11	14
Kohle	23	9

Der Anodenfall wächst etwas mit dem Gasdruck. Er ist ferner größer, wenn die Anode erhitzt, kleiner, wenn sie abgekühlt wird.

Drittes Kapitel.

Elektrodenspannung.

I. Elektrodenspannung der unselbständigen Strömung.[1]

1. Allgemeines über Elektrodenspannung und Stromstärke.[2]

Die Spannungsdifferenz V zwischen den Elektroden eines Leiters heißt Elektrodenspannung. Gilt für einen stationären Strom I durch den Leiter mit dem Widerstand r das Ohmsche Gesetz, so ist $I = \frac{V}{r}$, falls in ihm keine innere elektromotorische Kraft vorhanden ist. Wenn r konstant ist, so wächst gemäß dieser Gleichung die Stromstärke proportional mit der Elektrodenspannung.

Für viele Fälle, insbesondere für die unselbständige Strömung, gilt nun auch in Gasen das Ohmsche Gesetz. Aber in ihnen ist der Widerstand r nicht mehr unabhängig von der

---

[1]) Ionis. d. hohe Temp. (Flamme): Hittorf, P. A. **136**, 230, 1869; Jubelb. 1874, 435; Braun, P. A. **154**, 481, 1875; W. A. **3**, 436, 1878; Hoppe, W. A. **2**, 83, 1877; Giese, W. A. **17**, 519, 1882; Arrhenius, W. A. **42**, 18, 1891; Stark, W. A. **68**, 942, 1899; †H. A. Wilson, Ph. Tr. **192**, 449, 1899; Warburg, A. Ph. **2**, 304, 1900; Ionis. d. ultraviol. Röntgen- u. Becquerelstrahl.: Stoletow, Phys. Revue **1**, 721, 1892; J. Ph. (2) **9**, 468, 1890; Lenard, W. B. **108**, 1649, 1899; Merritt u. Stewart, Ph. R. **11**, 230, 1900; Kreusler, A. Ph. **6**, 398, 1901; J. J. Thomson u. Mc Clelland, Pr. Cambr. S. **9**, 129, 1896; †J. J. Thomson u. Rutherford, Ph. M. (5) **42**, 392, 1896; Righi, Rend. Linc. **5**, 342, 1896; Mem. Bol. **5**, 723, 1896; Perrin, C. R. **122**, 351, 1896; J. Ph. (3) **6**, 425, 1897; Beattie u. Smoluchowski, Ph. M. (5) **43**, 418, 1897; Kelvin, Beattie u. Smoluchowski de Smolan, Nat. **55**, 498, 1897; Ph. M. (5) **45**, 277, 1898; Townsend, Ph. M. (6) **1**, 198, 1901; Townsend u. Kirkby, Ph. M. (6) **1**, 630, 1901; H. Becquerel, C. R. **124**, 444, 800, 1897; Rutherford, Ph. M. (5) **47**, 109, 1899; (6) **2**, 210, 1901; Selbstionisation: Matteucci, A. Ch. Ph. **28**, 385, 1850; Geitel, Ph. Z. **2**, 118, 1900; C. T. R. Wilson, Pr. R. S. **68**, 153, 1901.

[2]) Kaufmann, A. Ph. **2**, 158, 1900; Stark, A. Ph. **3**, 224, 1900; Ph. Z. **3**, 89, 1901; †Riecke, A. Ph. **4**, 597, 1901.



Stromstärke, sei es infolge der elektrischen Konzentrationsänderung durch Ionenverschiebung, sei es infolge von Ionisierung durch Ionenstoß. Darum ist in durchströmten Gasen die Elektrodenspannung im allgemeinen nicht mehr proportional der Stromstärke.

In den übrigen Fällen gilt zudem das Ohmsche Gesetz nicht mehr; an die Stelle des Ohmschen Integralgesetzes treten neue verwickeltere Integralgesetze, so vor allem für die selbständigen Strömungen.

Nun kann man aber die Elektrodenspannung und die Stromstärke eines durchströmten Gases einzeln für sich bestimmen und ihre Werte in ein rechtwinkliges Koordinatensystem eintragen, indem man etwa die Stromstärke I als Abscisse, die Elektrodenspannung V als Ordinate anträgt. Man erhält so für eine jede Stromart eine V,I-Kurve, entsprechend den speziellen Versuchsbedingungen.

V und I lassen sich für den stationären Zustand durch die Gleichung verknüpfen

$$I \cdot R = E - V.$$

Hierin ist R der außerhalb des Gases im übrigen Stromkreis liegende Ohmsche Widerstand, E die wirkende elektromotorische Kraft. V kann offenbar nicht größer werden als E; ferner gilt $R = \frac{E - V}{I}$. Ist φ_1 der Winkel, den die Gerade (E, W_1) mit der V-Axe einschließt, so gilt $\varphi_1 = \text{arc cotang } R$ (Fig. 65).

I und V haben wir als Funktion verschiedener Größen, vor allem des Gasdruckes p, des Querschnittes q und der Elektrodenoberfläche f, zu betrachten. Wir deuten dies an, indem wir schreiben:

$$I(p, q, f, k_1 \ldots) \cdot R = E - V(p, q, f, k_1 \ldots).$$

Halten wir R und E konstant und verändern die Variabeln von I und V, so bewegt sich der V, I-Punkt auf der Widerstandsgeraden (E, W). Halten wir umgekehrt die Variabeln von I und V konstant und verändern R, so erhalten wir eine V, I-Kurve. Konstruieren wir für verschiedene Werte einer der Variablen $p, q, f, k_1 \ldots$ die V, I-Kurven durch Veränderung von R, so erhalten wir ein System von Kurven; diejenigen V, I-Punkte der-

selben, welche zu demselben Widerstand gehören, liegen alle auf derselben Widerstandsgeraden. Dies zeigt Fig. 65 und auch Fig. 61 u. 62; in diesen war nämlich infolge der speziellen Versuchsbedingungen der Kathodenfall nahezu gleich der Elektrodenspannung.

Aus der obigen Gleichung ist ferner Folgendes zu entnehmen. Ist E und R konstant und wird eine der Variablen $p, q, f, k_1 ..$ verändert, so ist $R \cdot dI = -dV$, einer Zunahme der Elektrodenspannung entspricht also dann immer eine Abnahme

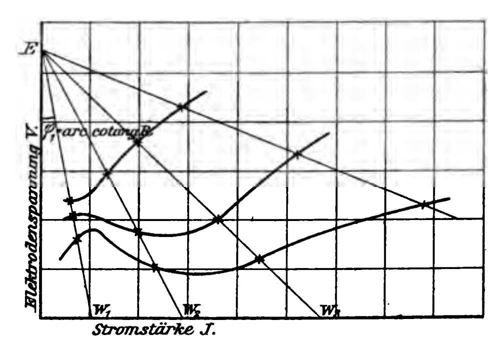


Fig. 65.

der Stromstärke und umgekehrt, und zwar ist diese Abnahme im Vergleich mit der Zunahme der Elektrodenspannung um so größer, je kleiner der äußere Widerstand R ist. Hat man für die Elektrodenspannung das Gesetz der Abhängigkeit von einer der Variabeln ermittelt, so ist damit auch das Gesetz für die Abhängigkeit der Stromstärke gefunden, oder zu jedem Wert von I läßt sich der zugehörige Wert von V berechnen; denn es ist $I = \frac{E - V}{R}$. Was im Folgenden über die Abhängigkeit der Elektrodenspannung gesagt ist, kann darum leicht auf die Stromstärke umschrieben werden.

2. Elektrodenspannung der rein unselbständigen Strömung.

Allgemeines. — Wie eine unselbständige Strömung bei der gleichen Ionisierungsstärke denselben räumlichen Verlauf des Spannungsabfalles zeigt, unabhängig von der Art des

Ionisators, so ist es auch hinsichtlich der Abhängigkeit der Elektrodenspannung. Die nachstehenden Ausführungen gelten darum, mag ein Gas durch Röntgen-, Becquerel- oder ultraviolette Strahlen, durch hohe Temperatur oder durch chemische Vorgänge ionisiert oder durch glühende Körper oder lichtelektrische Zerstreuung elektrisiert sein.

Hält man die Intensität des sekundären Ionisators konstant und steigert man die Elektrodenspannung, so nimmt die Geschwindigkeit und kinetische Energie der Ionen zu und kann schließlich so groß werden, daß Ionisierung durch Ionenstoß eintritt. Die Abhängigkeit der Elektrodenspannung ist darum für zwei Fälle zu untersuchen, erstens für den Fall, daß keine Ionisierung durch Ionenstoß eintritt (rein unselbständige Strömung), zweitens für den Fall, daß sie für größere Werte der Elektrodenspannung eintritt (gemischt unselbständige Strömung).

Elektrodenspannung und Stromstärke. — Oben S. 44 wurde für eine unselbständige Strömung folgende Gleichung abgeleitet.

$$N_i - \frac{\varkappa \cdot i_g^2\, l^2}{V^2 \cdot \varepsilon^2 \cdot (v_p + v_n)^2} - \frac{i_g}{l \cdot \varepsilon} = 0.$$

Hierin ist N_i die Ionisierungsstärke, die Zahl der in der Volumen- und Zeiteinheit vom sekundären Ionisator neu erzeugten Ionen, $\varkappa$ eine Konstante, i_g die gesamte Stromstärke, l der Elektrodenabstand, V die Elektrodenspannung, ε die Ionenladung, v_p die positive, v_n die negative spez. Ionengeschwindigkeit; der Querschnitt der Strombahn ist gleich Eins gesetzt.

Für kleine Elektrodenspannungen kann in der vorstehenden Gleichung das Glied $\frac{i_g}{l \cdot \varepsilon}$ neben den zwei anderen vernachlässigt werden. Es wird dann $i_g = \varepsilon \cdot (v_p + v_n) \cdot \frac{V}{l} \sqrt{\frac{N_i}{\varkappa}}$. Für kleine Werte der Elektrodenspannung ist darum *die Stärke unselbständiger Strömungen angenähert proportional der Elektrodenspannung* und der Summe der spez. Ionengeschwindigkeiten, umgekehrt proportional dem Elektrodenabstand. In dem Querschnitt q ist die Stromstärke q mal größer. Die Größe $\varepsilon \cdot \left(\frac{N_i}{\varkappa}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot (v_p + v_n) \cdot \frac{q}{l}$ entspricht dann einem Ohmschen Leitvermögen $\lambda = \frac{1}{r} = \varepsilon \cdot n \cdot (v_p + v_n) \frac{q}{l}$, die Größe $\left(\frac{N_i}{\varkappa}\right)^{\frac{1}{2}}$ der vorhandenen Ionisation n.

Für große Elektrodenspannungen, also große Stromstärke, kann man in der obigen Gleichung das zweite Glied vernachlässigen; man erhält dann, wie bereits dargelegt wurde, die Sättigungsstromstärke $i_{gs} = N_i \cdot l \cdot \varepsilon$ für den Querschnitt Eins und $i_{gs} = N_i \cdot l \cdot \varepsilon \cdot q$ für den Querschnitt q. Gemäß dieser Gleichung ist *die Stärke einer unselbständigen Strömung bei großer Elektrodenspannung unabhängig von deren Wert.* $N_i \cdot l \cdot q$ stellt die Anzahl der Ionen dar, welche in der Zeiteinheit vom sekundären Ionisator in dem ganzen Gasvolumen neu erzeugt werden. Die Sättigungsstromstärke ist proportional dieser Anzahl, sie verzehrt durch Abscheidung an den Elektroden in der Zeiteinheit nahezu alle Ionen, welche vom Ionisator geschaffen werden; sie ist darum auch proportional dem Elektrodenabstand l, wächst also, wenn man diesen vergrößert unter Konstanthaltung der Ionisierungsstärke.

Vergrößert man langsam die Elektrodenspannung ausgehend von kleinen Werten, so wächst die Stromstärke nach dem Vorstehenden erst proportional mit ihr, dann aber langsamer und wird schließlich konstant. Dies zeigen die zwei nachstehenden Figg. 66, 67 (nach Thomson und Wilson); die erste bezieht sich auf Ionisierung durch Röntgenstrahlen, die zweite auf eine salzhaltige Bunsenflamme.

Die Sättigungsstromstärke wird bei um so kleineren Elektrodenspannungen erreicht, je kleiner die Ionisierungsstärke ist. Wenn diese groß ist, dann läßt sich die Sättigungsstromstärke überhaupt nicht herstellen; denn dann müßte die Elektrodenspannung und damit die Ionengeschwindigkeit soweit erhöht werden, daß Ionisierung durch Ionenstoß einträte. Dieser Fall ist im nächsten Abschnitt besprochen.

Stromstärke und Gasdruck — Bei Erniedrigung des Gasdruckes ändert sich, Konstanz des Ionisators vorausgesetzt, erstens die Ionisierungsstärke N_i, zweitens die Summe der spez. Ionengeschwindigkeiten. Jene nimmt ab, da mit abnehmendem Druck das Gas weniger Energie des Ionisators absorbiert und darum auch proportional seinem Drucke ionisiert wird. Die spez. Ionengeschwindigkeiten dagegen sind umgekehrt proportional dem Gasdruck (vergl. unten). Bei kleiner konstanter Elektrodenspannung nimmt darum bei abnehmendem

Gasdruck die Stärke einer unselbständigen Strömung zu, da in der Gleichung $i_g = \varepsilon \cdot (v_p + v_n) \frac{V}{l} \sqrt{\frac{N_i}{\varkappa}}$ die Summe $(v_p + v_n) = \frac{\alpha}{p}$, $N_i = \beta \cdot p$, also i_g umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus dem Drucke ist. Dies gilt aber nur für kleine

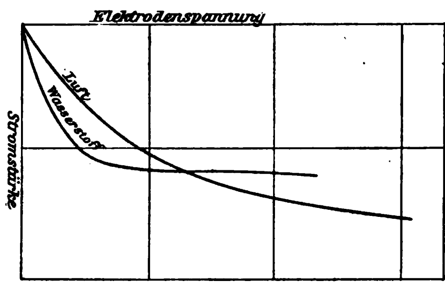


Fig. 66.

Elektrodenspannungen, solange der Strom von dem Sättigungszustande noch entfernt ist.

Ist von vornherein die Elektrodenspannung so groß gewählt, daß sie bereits bei höherem Gasdruck Sättigung hervorbringt,

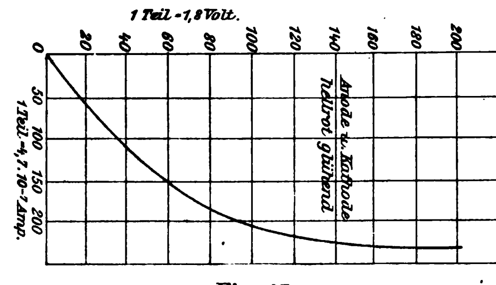


Fig. 67.

so ändert sich die Sättigungsstromstärke $i_{gs} = N_i \cdot l \cdot \varepsilon \cdot q$ bei Erniedrigung des Gasdruckes in folgender Weise. N_i ist proportional dem Gasdruck p und darum auch i_{gs}; bei Konstanz der Intensität des sekundären Ionisators nimmt darum die Sättigungsstromstärke proportional mit dem Gasdruck ab.

Wählt man die konstant zu haltende Elektrodenspannung so, daß sie nicht bei hohem, wohl aber bei niedrigem Gasdruck

Sättigung hervorbringt, so nimmt die Stromstärke bei Erniedrigung des Gasdruckes erst bis zu einem Maximum zu und dann wieder ab.

3. Elektrodenspannung der gemischt unselbständigen Strömung.

Wird die Elektrodenspannung unselbständiger Strömungen und damit die Ionengeschwindigkeit genügend erhöht, so tritt zu dem bereits wirkenden sekundären Ionisator noch die Ionisierung durch Ionenstoß. Diese tritt zunächst in der Nähe der Elektroden ein. In den unmittelbar an diesen liegenden Gasschichten ist ja infolge der Entionisierung durch die elektrische Strömung der Spannungsabfall größer als im Innern des Gases.

Der Übergang von der rein unselbständigen Strömung in die gemischte kann in zweierlei Weise erfolgen. Der erste Fall ist folgender. Wächst die Elektrodenspannung ausgehend von kleinen Werten, so wächst mit ihr die Stromstärke, erst schnell, dann langsamer und nimmt darauf einen nahezu konstanten Wert an, wird also gesättigt; steigt aber die Elektrodenspannung noch weiter, so wächst allmählich mit ihr wieder die Stromstärke. In diesem Falle hat also die V, i-Kurve einen Wendepunkt (Fig. 68); dieser trennt die rein von der gemischt unselbständigen Strömung (vergl. S. 73).

Elektrodenspannung
Stromstärke

Fig. 68.

Der zweite Fall ist folgender. Die Stromstärke wächst mit steigender Elektrodenspannung; da die Ionisation groß ist, so würde sie ihren Sättigungswert erst bei sehr großer Elektrodenspannung erreichen. Ehe dies aber eintritt, erfolgt an einer Elektrode, in der Regel an der Kathode, Ionisierung durch Ionenstoß. In diesem Falle wächst die Stromstärke bei jedem Wert der Elektrodenspannung, wenn diese zunimmt. Die V, i-Kurve hat darum keinen Wendepunkt; dies zeigt Fig. 69 (nach Wilson), sie bezieht sich auf eine salzhaltige Bunsenflamme.

Im Anschluß an das Vorhergehende sei noch Folgendes erwähnt. Bestrahlt man eine Zinkplatte konstant mit ultra-

violettem Licht, läßt zwischen ihr als Kathode und einer Anode bei konstanter Elektrodenspannung einem Strom übergehen und erniedrigt den Gasdruck, so wächst erst die Stromstärke bis zu einem Maximum, nimmt dann wieder ab und strebt einem konstanten Endwert zu; dieser, die Stromstärke lichtelektrischer

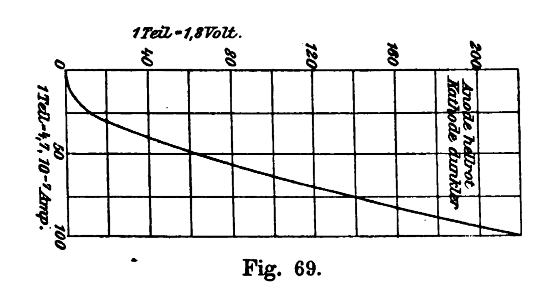


Fig. 69.

Zerstreuung bei sehr niedrigem Gasdruck, ist nahezu unabhängig von der Elektrodenspannung. Diese Verhältnisse zeigt die Fig. 70 (nach Stoletow).

Diese Abhängigkeit der Stärke des lichtelektrischen Stromes von dem Gasdruck erklärt sich in folgender Weise. Die Zahl

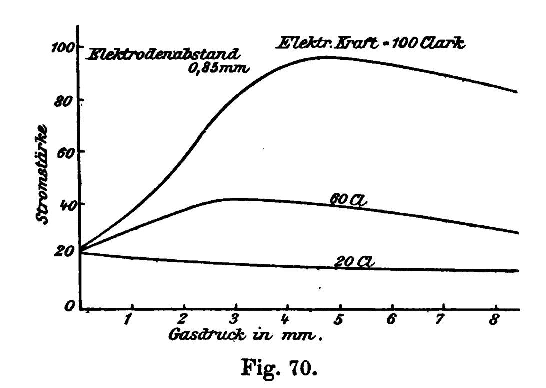


Fig. 70.

der von der lichtempfindlichen Platte losgelösten negativen Ionen ist bei konstanter Bestrahlungsintensität konstant und unabhängig vom Gasdruck. Dagegen wächst die Geschwindigkeit der negativen Ionen, wenn der Gasdruck sinkt; darum nimmt bei kleiner konstanter Elektrodenspannung (20 Clark) die Stromstärke gleichmäßig zu mit abnehmendem Gasdruck.

Ist die Elektrodenspannung größer als die Ionisierungsspannung der negativen Ionen, so tritt noch eine andere Wirkung auf. Dann nämlich werden die negativen Ionen zur Ionisierung befähigt, sowie sie ihre Ionisierungsspannung frei durchlaufen, und wenn dann zu der lichtelektrischen Zerstreuung noch die Ionisierung durch Ionenstoß tritt, steigt zusammen mit der Ionisation die Stromstärke. Bei höherem Gasdruck durchlaufen nur wenige negative Ionen die Ionisierungsspannung frei; ihre Zahl und damit die Ionisierung und Stromstärke wird größer, wenn der Gasdruck sinkt, doch wächst sie nur bis zu einem Maximum, um dann wieder abzunehmen. Nach Überschreitung des Maximums ist nämlich die mittlere freie Weglänge der negativen Ionen so groß geworden, daß sie ohne Zusammenstoß im Gase von der Kathode zur Anode fliegen und an diese ihre kinetische Energie abgeben, statt mit ihr das Gas zu ionisieren. Dies ist um so mehr der Fall, je kleiner der Gasdruck wird.

II. Elektrodenspannung des Spitzenstromes.

1. Minimalspannung.[1]

Als selbständige Strömung besitzt der Spitzenstrom eine Minimalspannung; wenn er nicht erlöschen soll, darf seine Elektrodenspannung nicht unter einen bestimmten Wert, die Minimalspannung (Minimumpotential) sinken.

Damit im positiven bezw. negativen Spitzenstrom an der Anode bezw. Kathode zweifache Grenzionisierung durch Ionenstoß erfolgen kann, muß der Abfall der Spannung an der betreffenden Elektrode so groß sein, daß von ihr weg auf der mittleren freien Weglänge des positiven Ions dessen Ionisierungsspannung liegt. Dieser Abfall der Spannung kann nicht eintreten, ohne daß gleichzeitig auf dem übrigen Teil der Strombahn bis zur Platte eine entsprechende Spannungsdifferenz

---

[1]) † Röntgen, Gött. Nachr. 1878, 396; Precht, W. A. **49**, 150, 1893; Warburg, W. A. **67**, 7, 1899; A. Ph. **2**, 295, 1900; Sieveking, A. Ph. **1**, 299, 1900; Tamm, A. Ph. **6**, 259, 1901; Stark, A. Ph. **7**, 925, 1902.



liegt. Aus diesem Grunde ist die Minimalspannung des Spitzenstromes größer als die an der Anode oder Kathode liegende Ionisierungsspannung des positiven Ions.

Die Minimalspannung des Spitzenstromes wird in folgender Weise bestimmt. Man stellt zwischen einer positiv oder negativ geladenen Spitze und einer über ein empfindliches Galvanometer zur Erde abgeleiteten Platte erst einen Spitzenstrom her; dann erniedrigt man langsam die Spitzenspannung und beobachtet die gleichzeitige Abnahme der Stromstärke. In dem Moment, in welchem diese Null wird, in welchem darum das Glimmen an der Spitze erlischt, liest man die Spitzenspannung ab. Diese ist dann die gesuchte Minimalspannung. *Die zur Einleitung eines Spitzenstromes notwendige Spannung ist immer, unter Umständen um 1000 Volt größer als die Minimalspannung* (vergl. unten Entstehung und Verwandlung der Stromarten).

Sowohl der positive wie der negative Spitzenstrom besitzen eine Minimalspannung; diejenige des negativen ist aber unter sonst gleichen Umständen immer kleiner als diejenige des positiven. Dies erklärt sich so. Beim positiven Spitzenstrom liegt unmittelbar an der Spitze die Ionisierungsspannung des positiven Ions gegen das Gasinnere, beim negativen diejenige gegen das Metall. Infolge von dessen katalytischer Wirkung ist diese kleiner als jene; beispielsweise ist in Luft die Ionisierungsspannung des positiven Ions gegen das Luftinnere 530 Volt, gegen Platin 350 Volt. Soll aber die an der Spitze auf der mittleren freien Weglänge liegende Spannungsdifferenz vergrößert werden, so muß gleichzeitig auch die auf die übrige Strombahn entfallende Spannungsdifferenz vermehrt werden. Die relativ kleine Differenz der Ionisierungsspannungen (in Luft 180 Volt) hat darum eine viel größere Differenz der Minimalspannungen zur Folge. In trockener Luft beispielsweise bei 760 mm ergab sich die positive Minimalspannung zu 4460 Volt, die negative zu 3420 Volt, natürlich bei den speziellen Versuchsbedingungen.

Die Minimalspannung des Spitzenstromes hängt erstens ab von den Dimensionen der Spitze. Je schärfer diese ist, desto kleiner ist unter sonst gleichen Umständen die Minimalspannung. Sie hängt ferner ab von der Form und den Dimensionen der

Platte und von elektrischen Ladungen und der Lage benachbarter fester Körper.

Die Minimalspannung ist drittens um so größer, je größer der Abstand zwischen Spitze und Platte ist. Das Gesetz dieser Abhängigkeit ist noch nicht ermittelt. Es ist zu vermuten, daß die Minimalspannung mit abnehmendem Abstand sich der Ionisierungsspannung des positiven Ions an der Spitze nähert.

Ferner nimmt die Minimalspannung ab, wenn der Gasdruck sinkt. Es wächst nämlich dann die Länge der doppelten Ionisierungspartie an der Spitze; diese Länge ist gleich dem Abstand der zweiten im Gase liegenden Ionisierungspartie von der Spitzenoberfläche, so beim negativen Spitzenstrom gleich der Länge des Kathodendunkelraumes. Diese Länge nun ist mit Annäherung gleich der mittleren freien Weglänge der positiven Ionen, und diese nimmt zu, wenn der Gasdruck sinkt. Da auf jener Weglänge die konstante Ionisierungsspannung der positiven Ionen liegt, so kann an der Spitze und darum auch in dem übrigen Teil der Strombahn der Abfall der Spannung und darum die ganze Spannungsdifferenz zwischen Spitze und Platte um so kleiner sein, je kleiner der Gasdruck ist. Sowohl für den positiven wie für den negativen Spitzenstrom kommt als mittlere freie Weglänge diejenige der positiven Ionen an der Spitze in Betracht. Die durch Vergrößerung derselben bewirkte Änderung in dem Spannungsabfall ist darum für beide dieselbe. Aus diesem Grunde ist die Funktion $f(p)$, welche die Abhängigkeit der Minimalspannung vom Drucke giebt, für die positive wie für die negative dieselbe; es gilt $M_p = c_p \cdot f(p)$, $M_n = c_n \cdot f(p)$ und darum $\frac{M_p}{M_n} = \text{const.}$ *Unter sonst gleichen und konstanten Umständen ist also das Verhältnis von positiver zu negativer Minimalspannung unabhängig vom Druck.* Dies zeigt in der That die Erfahrung. Ist M_0 die Minimalspannung bei 760 mm Druck, so läßt sich die Abhängigkeit der positiven und negativen Minimalspannung angenähert durch die Formel darstellen:

$$M = M_0 \frac{1}{\sqrt{\frac{760}{p} - \log\text{nat}\,\frac{760}{p}}}.$$

Endlich hängt der Wert der Minimalspannung davon ab, ob unmittelbar vor ihrer Bestimmung durch die Spitze ein

starker Spitzenstrom ging. Geht man von einem schwachen Spitzenstrom aus und bestimmt durch dessen Schwächung die Minimalspannung, so erhält man einen bestimmten Wert für sie. Der Wert ergiebt sich indes beträchtlich kleiner, wenn man von einer großen Stromstärke ausgeht und dann ohne Unterbrechung rasch zu kleineren Stromstärken heruntergeht. Dies zeigen die nachstehenden Zahlen.

Spitzenspannung				M_p	Spitzenspannung				M_n
+ 4600 Volt	1 Min.	lang		4450 Volt	− 3600 Volt	1 Min.	lang		3410 Volt
+ 4700 „	1 „	„		4430 „	− 3800 „	1 „	„		3390 „
+ 4900 „	1 „	„		4340 „	− 4000 „	1 „	„		3360 „
+ 6000 „	1 „	„		4030 „	− 5000 „	1 „	„		3300 „
+ 10000 „	1 „	„		4030 „	− 10000 „	1 „	„		3300 „

Die Erniedrigung der Minimalspannung durch eine größere Spitzenstromstärke erklärt sich wohl aus der Erwärmung der Spitze und der an ihr liegenden Gasschicht infolge der beträchtlichen Stromdichte.

Die Erniedrigung der Minimalspannung durch einen stärkeren Strom ist nicht blos unmittelbar nach dessen Aufhören vorhanden, sondern auch, während er noch fließt. Die Minimalspannung ist demnach als Funktion der Stromstärke zu betrachten; für kleine Stromstärken ist ihr Wert (M_g) größer als für größere Stromstärken (M_k).

In verschiedenen Gasen ist unter sonst gleichen Umständen die Minimalspannung verschieden groß. Sie hängt ja ab von der Ionisierungsspannung und der mittleren freien Weglänge des positiven Ions an der Spitze; diese aber wie jene ist in verschiedenen Gasen verschieden groß und darum auch die von ihnen abhängige Minimalspannung der Elektroden.

In der nachstehenden Tabelle (nach Röntgen) ist für verschiedene Gase die positive Minimalspannung M_p in einer willkürlichen Einheit für gewisse Versuchsbedingungen angegeben; daneben sind die entsprechenden Produkte aus der Minimalspannung und der mittleren freien Weglänge λ des neutralen Moleküls zusammengestellt. Wie man sieht, *ist die positive Minimalspannung in einem Gase angenähert umgekehrt proportional der mittleren freien Weglänge.*

Gas	M_p bei 205 mm Druck	M_p bei 110 mm Druck	$M_p \cdot \lambda$ bei 205 mm Druck	$M_p \cdot \lambda$ bei 110 mm Druck
Wasserstoff . .	1296	1174	24,0	21,8
Sauerstoff . .	2402	1975	25,4	20,9
Kohlenoxyd . .	2634	2100	25,9	20,7
Grubengas . .	2777	2317	23,6	19,7
Stickoxydul . .	3888	2543	21,7	17,3
Kohlensäure .	3287	2655	22,4	18,1

2. Elektrodenspannung und Stromstärke.[1]

Nimmt beim Spitzenstrom die Elektrodenspannung zu, so wächst auch die Stromstärke. Bezeichnet i die Stromstärke, V die Elektrodenspannung, M die Minimalspannung, k eine Konstante, so gilt für den positiven bez. negativen Spitzenstrom

$$i_p = k_p \cdot V \cdot (V - M_p) \text{ bezw. } i_n = k_n \cdot V \cdot (V - M_n).$$

Nun ist immer $M_n < M_p$. Außerdem ist $k_n > k_p$; diese Konstanten hängen nämlich einmal ab von den Dimensionen der Spitze und Platte, sodann von der spez. Geschwindigkeit der Ionen. k entspricht dem Ohmschen Leitvermögen des durchströmten Gases unter den gegebenen Umständen. Nun ist in der Regel die Geschwindigkeit der negativen Ionen größer als diejenige der positiven; darum ist k_n größer als k_p.

Bei gleicher Elektrodenspannung V ist aus den vorstehenden zwei Gründen der positive Spitzenstrom in der Regel kleiner als der negative. Mit wachsender Stromstärke nimmt die Elektrodenspannung des positiven Spitzenstromes rascher zu

[1]) †Röntgen, Gött. Nachr. 1878, 396; Wesendonck, W. A. **30**, 1, 1887; **39**, 577, 1890; **60**, 208, 1897; Naturw. R. **10**, 401, 1895; Ph. Z. **3**, 45, 1901; Chattock, Ph. M. (5) **32**, 285, 1891; **48**, 404, 416, 1899; v. Obermayer, W. B. **93**, 940, 1886; **100**, 127, 1891; Precht, W. A. **49**, 150, 1893; Harvey u. Hird, Ph. M. (5) **36**, 36, 1893; Hagenbach-Bischoff, W. A. **63**, 1, 1897; †Warburg, W. A. **67**, 7, 1899; A. Ph. **2**, 295, 1900; †Sieveking, A. Ph. **1**, 299, 1900; M. Töpler, A. Ph. **2**, 604, 1900; †Tamm, A. Ph. **6**, 259, 1901; Lehmann, A. Ph. **6**, 661, 1901; Himstedt, W. A. **52**, 473, 1894; **68**, 294, 1899; Pflüger, W. A. **60**, 768, 1897; Knoblauch, A. Ph. **6**, 353, 1901.

als diejenige des negativen, weil $k_n > k_p$ ist. Dies zeigt die nachstehende Figur 71 (nach Warburg); sie hatte folgende Versuchsbedingungen zur Voraussetzung. Die Spitze war ein Platindraht von 0,25 mm Dicke und 5 mm Länge, als zweite Elektrode diente ein Platinblechcylinder von 4,5 cm Höhe und 4,7 cm Durchmesser; die Spitze befand sich in der Mitte des Cylinders. ($N+$, $H+$ positiver Spitzenstrom in reinem Stickstoff, Wasserstoff; $N-$, $H-$ negativer Spitzenstrom.)

Wie oben S. 189 dargelegt wurde, haben wir die Minimalspannung M als Funktion der Stromstärke i zu betrachten. Nun

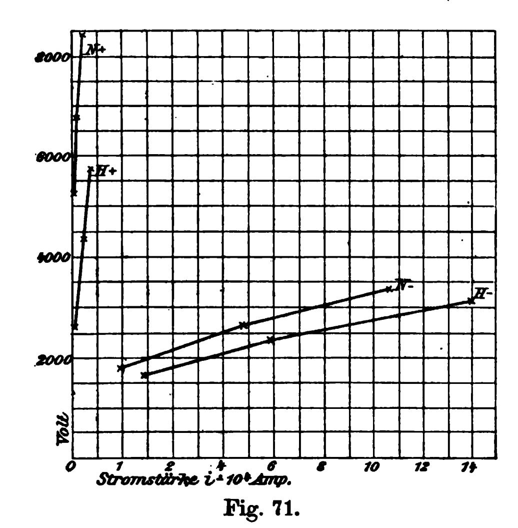


Fig. 71.

aber ändert sich M sehr wenig mit i; man erhält darum eine hinreichend genaue Darstellung der Beobachtungen, wenn man in das Gesetz des Spitzenstromes einen Mittelwert für M einsetzt, nämlich das Mittel aus seinem Wert M_g bei kleiner und demjenigen M_k bei großer Stromstärke. Man erhält dann:

$$i_p = k_p \cdot V \cdot \left(V - \frac{M_{gp} + M_{kp}}{2}\right) \text{ und } i_n = k_n \cdot V \cdot \left(V - \frac{M_{gn} + M_{kn}}{2}\right).$$

Das Verhältnis i_n/i_p bei gleicher Spitzenspannung ist in allen Gasen größer als 1, wie auch M_p/M_n immer größer ist als 1. Nur im Sauerstoff ist der positive Spitzenstrom stärker als der negative; dies hängt wohl damit zusammen, daß im Sauerstoff Ozonbildung infolge der Ionisierung an der Spitze stattfindet.

Geringe Beimengungen von Sauerstoff zu einem Gase verändern dementsprechend in diesem Minimalspannung und Stromstärke, vor allem die negative, beträchtlich.

Bei konstanter Spitzenspannung nimmt die Stärke des positiven wie des negativen Spitzenstromes zu, wenn der Gasdruck sinkt. In der Formel $i = k \cdot V \cdot (V - M)$ ist nämlich sowohl k wie M eine Funktion des Druckes. M nimmt ab, wenn der Druck kleiner wird. k nimmt dagegen mit sinkendem Druck zu; es enthält ja die spezifische Ionengeschwindigkeit und wächst mit dieser; jene aber nimmt zu, wenn der Gasdruck sinkt (vergl. Ionengeschwindigkeit). Die Stärke des Spitzenstromes wächst darum aus zwei Gründen mit sinkendem Gasdruck, weil nämlich M abnimmt, k zunimmt.

In einem feuchten Gase ist unter sonst gleichen Umständen der Spitzenstrom schwächer als in dem trockenen Gase. Durch Wasserdampf wird nämlich die Geschwindigkeit des positiven wie des negativen Ions erniedrigt und infolgedessen die Konstante k in der Gleichung des Spitzenstromes verkleinert.

Daraus, daß bei gleicher Spitzenspannung der negative Spitzenstrom stärker ist als der positive, erklärt sich folgende Erscheinung. Läßt man zwischen einer Spitze und einer Platte einen Wechselstrom in Form eines Spitzenstromes spielen, so zeigt ein eingeschaltetes Galvanometer einen Ausschlag im Sinne eines von der Spitze zur Platte laufenden negativen Stromes an. Stellt man eine mit einem Elektrometer verbundene Platte in größerer Entfernung einer Spitze gegenüber, die auf den einen Pol einer sekundären Teslaspule gesetzt ist, so zeigt das Elektrometer eine negative Ladung an.

III. Elektrodenspannung des Büschelstromes.

1. Abhängigkeit von Stromstärke und Elektrodenabstand.[1])

Beim Büschelstrom überwiegt wie beim Spitzenstrom derjenige Teil der Strombahn, in dem keine Ionisierung durch Ionenstoß stattfindet, durch den vielmehr Ionen, welche der Ionisierungspartie entstammen, getrieben werden. Darum zeigt die

[1]) M. Töpler, A. Ph. 2, 580, 1900.

Elektrodenspannung des Büschelstromes ein ähnliches Verhalten wie diejenige des Spitzenstromes.

Die Elektrodenspannung V des positiven wie des negativen Büschelstromes nimmt mit wachsender Stromstärke zu, wie die nachstehende Tabelle (nach M. Töpler) zeigt; sie bezieht sich auf den positiven Spitzenstrom zwischen einer spitzen Anode und einer plattenförmigen Kathode bei 10 cm Abstand.

Milliampère	Volt
0,3	39000
0,6	43800
1,0	45500
1,5	46300
2,0	46300

Die Elektrodenspannung des positiven und negativen Büschelstromes wächst ferner, wenn der Elektrodenabstand zunimmt. Dies zeigt die nachstehende Tabelle (nach M. Töpler) für einen negativen Büschelstrom zwischen einer spitzen Kathode und einer plattenförmigen Anode bei 0,1 Milliamp. Stromstärke.

Elektrodenabstand cm	Elektrodenspannung Volt
2,5	27000
5,0	40000
7,5	51000
10,0	60000
12,5	68000
15,0	74000

IV. Elektrodenspannung des Glimmstromes.

1. Allgemeines.

Wie der Glimmstrom selbst, so ist auch seine Elektrodenspannung V aus verschiedenen Teilen, nämlich den Spannungsdifferenzen seiner einzelnen Teile, zusammengesetzt, erstens dem Kathodenfall K, zweitens der Spannungsdifferenz des dunklen

Zwischenraumes Z, drittens der Spannungsdifferenz der positiven Lichtsäule P, viertens dem Anodenfall A. $K = K(i, p, f)$ ist eine Funktion der Stromstärke i, des Gasdruckes p und der Grundfläche f des negativen Glimmlichtes; $Z = Z(i, p, q)$ ist ebenfalls eine Funktion von i, p und Querschnitt q der Stromröhre; ebenso $P = P(i, p, q)$; A ändert sich nur wenig mit Stromstärke und Druck und ist klein gegen K, Z und P.

Für die Elektrodenspannung des Glimmstromes gilt demnach

$$V = K(i, p, f) + Z(i, p, q) + P(i, p, q) + A.$$

Sie ist demnach eine verwickelte Funktion verschiedener Größen; ihre Abhängigkeit von einer derselben zeigt verschiedenen Charakter, je nachdem ein Teil des Glimmstromes in der Spannungsdifferenz die anderen überwiegt.

2. Abhängigkeit von der Stromstärke.[1])

Können sich im Glimmstrom seine drei Hauptbestandteile, negatives Glimmlicht, Zwischenraum und positive Lichtsäule, gleichmäßig entwickeln, und wird unter sonst konstanten Verhältnissen die Stromstärke variiert, so ist der allgemeinste Typus der Beziehung zwischen Elektrodenspannung und Stromstärke oder die V, i-Kurve von der Art, wie sie Fig. 72 zeigt.

Ausgehend von kleinen Stromstärken nimmt die Elektrodenspannung mit wachsender Stromstärke erst zu bis zu einem Maximum; bis dahin überwiegt nämlich der dunkle Zwischenraum die positive Lichtsäule; in jenem nimmt aber das Spannungsgefälle mit der Stromstärke zu; der Kathodenfall ist in diesem Teile der Kurve konstant. Mit wachsender Stromstärke verlängert sich die positive Lichtsäule unter Verkürzung des dunklen Zwischenraumes; nach Überschreitung des Maximums der Elektrodenspannung überwiegt die positive Säule den Zwischenraum, und, da in jener das Spannungsgefälle mit

[1]) De la Rue u. Müller, Ph. Tr. **174**, 477, 1883; Hittorf, W. A. **7**, 573, 1879; **20**, 726, 1883; Homén, W. A. **38**, 172, 1889; M. Töpler, W. A. **66**, 674, 1898; A. Ph. **2**, 608, 1900; G. C. Schmidt, A. Ph. **1**, 632, 1900; M. Töpler, **2**, 605, 1900; †Riecke, A. Ph. **4**, 592, 1901; Stark, Ph. Z. **3**, 88, 1901.



wachsender Stromstärke abnimmt, so gilt das Gleiche von der Elektrodenspannung. Diese nimmt bei weiter wachsender Stromstärke ab bis zu einem Minimum. Auch in diesem Stadium ist der Kathodenfall noch konstant. Sowie aber dieser bei weiterer Steigerung der Stromstärke abnormal wird und zu wachsen beginnt, überwiegt seine Zunahme die Abnahme von P; darum wächst von da ab wieder die Elektrodenspannung.

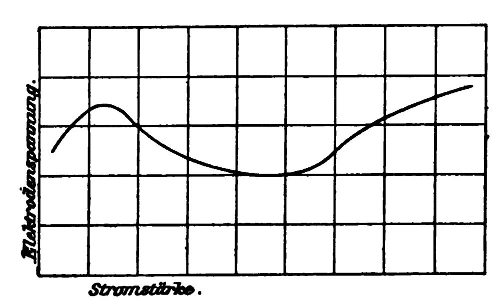


Fig. 72.

In der Regel besitzt nun nicht jeder Glimmstrom die im Vorstehenden charakterisierte allgemeine V, i-Kurve. Je nachdem in einem bestimmten Falle K, Z oder P überwiegt, ergeben

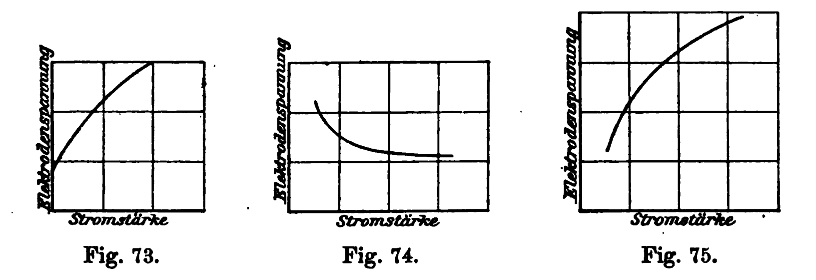


Fig. 73. Fig. 74. Fig. 75.

sich Spezialfälle der obigen allgemeinen Kurve. Ist der Gasdruck und der Röhrenquerschnitt groß, so zeigt die V, i-Kurve des Glimmstromes die Form derjenigen des Spitzenstromes (Fig. 73). Ist der Gasdruck kleiner, aber größer als 1 mm, die Kathodenoberfläche groß, so ergiebt sich die Kurve der Fig. 74. Ist endlich der Gasdruck niedrig, die vom Glimmlicht bedeckte Kathodenfläche klein und die positive Lichtsäule kurz, so erhält man eine parabolische V, i-Kurve nach Art der Fig. 75.

3. Abhängigkeit vom Gasdruck.[1])

Auch in der Abhängigkeit der Elektrodenspannung vom Gasdruck lagern sich die Wirkungen der drei verschiedenen Teile des Glimmstromes übereinander. Die allgemeinste Form der V, p-Kurve ist in Fig. 76 gegeben.

Hält man die übrigen Umstände, wie Stromstärke, konstant und erniedrigt ausgehend von großen Werten allmählich den Gasdruck, so nimmt die Elektrodenspannung erst ab bis zu einem Minimum; in diesem Teil ist nämlich der Kathodenfall konstant, die Spannungsdifferenz der positiven Lichtsäule und des Zwischenraumes nimmt dagegen ab mit sinkendem Gasdruck. Wird dieser noch weiter erniedrigt, so nimmt die Elektrodenspannung wieder zu, und zwar sehr rasch; es ist nämlich nunmehr der Kathodenfall abnormal geworden und dieser nimmt stark zu, wenn der Gasdruck abnimmt (vergl. Kathodenfallgesetz S. 170).

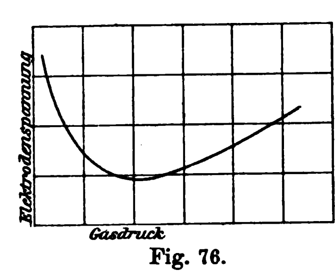


Fig. 76.

Der Druck, für welchen die Elektrodenspannung ein Minimum hat, bei dem sie also wieder zu wachsen beginnt, ist Umkehrdruck genannt worden. Die Größe des Umkehrdruckes ist offenbar keine charakteristische Konstante für ein Gas. Sein Wert hängt ja auch ab von den Dimensionen der Stromröhre und der Kathode; er ist um so größer, je kleiner die Oberfläche der Kathode und je größer der Querschnitt und je kleiner die Länge der Stromröhre ist.

4. Abhängigkeit von dem Querschnitt und der Elektrodenoberfläche, Ventilröhren.[2])

Unter sonst gleichen Umständen ist die Elektrodenspannung um so größer, je kleiner der Querschnitt einer Stromröhre ist.

[1]) Müller, C. R. **86**, 1074, 1878; Goldstein, W. A. **12**, 260, 1881; Homén, W. A. **38**, 172, 1889; Paalzow u. Neesen, W. A. **56**, 287, 1895; Kelvin, Bottomley u. Maclean, Chem. News, **74**, 175, 1896; Melani, N. C. (4) **5**, 329, 1897; Trowbridge u. Richards, Ph. M. (5) **43**, 351, 1897; Ewers, W. A. **69**, 167, 1899; Ebert, **69**, 374, 1899.

[2]) † Hittorf, P. A. **136**, 198, 1869; Homén, W. A. **38**, 172, 1889; Villard, C. R. **128**, 994, 1899; Stark, Ph. Z. **3**, 167, 1902.

Die Wände der Röhre erniedrigen nämlich die Ionisation in der positiven Lichtsäule; bei gleicher Stromstärke muß darum das Spannungsgefälle und darum auch die Spannungsdifferenz der positiven Lichtsäule um so größer sein, je kleiner der Röhrenquerschnitt ist. Kapillarröhren beanspruchen darum zur Unterhaltung des Glimmstromes in ihnen eine große Elektrodenspannung.

Die Größe der Anodenoberfläche hat auf den Anodenfall nur einen geringen Einfluß, wohl aber diejenige der Kathodenoberfläche auf den Kathodenfall. Solange noch das negative Glimmlicht sich über die Kathode ausbreiten kann, ist der Kathodenfall normal und konstant; solange hat darum auch eine Änderung der Größe der Kathodenoberfläche keinen Einfluß auf die Größe der Elektrodenspannung. Sowie aber die Grundfläche

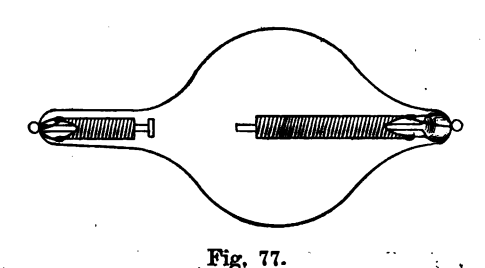


Fig. 77.

des negativen Glimmlichtes nicht mehr wachsen kann, der Kathodenfall also abnormal ist, wächst die Elektrodenspannung, wenn man unter sonst konstanten Verhältnissen die Kathodenoberfläche verkleinert oder durch einen genäherten Isolator wie eine Glaswand an einem Teile der Oberfläche die Entstehung des negativen Glimmlichtes verhindert.

In einem verdünnten Gase möge die eine Elektrode eine kleine Oberfläche, die andere eine große besitzen, die eine beispielsweise eine Platte, die andere eine Spitze sein. Oder es möge die eine nah von der Glaswand umgeben sein, während um die andere herum der Gasraum tief ist. Bei niedrigem Gasdruck kann dann das negative Glimmlicht von der einen als Kathode benützten Elektrode nur eine kleine Fläche (f) bedecken, der Kathodenfall $K = K_n + \frac{k}{p \cdot f^{\frac{1}{2}}}\left(i - \varkappa \cdot p \cdot f\right)^{\frac{1}{2}}$ und damit auch die Elektrodenspannung ist dann groß und

somit bei konstanter äußerer elektromotorischer Kraft die Stromstärke klein. Ist dagegen die andere Elektrode Kathode, so ist die Grundfläche des negativen Glimmlichtes groß, der Kathodenfall klein; bei konstanter äußerer elektromotorischer Kraft kann dann die Stromstärke bis zu einem viel höheren Werte anwachsen. Eine solche Röhre wirkt darum auf die elektrische Strömung wie ein Ventil; es gestattet ihr nur in der einen Richtung in relativ großer Stärke zu fließen. Eine solche Röhre heißt darum auch Ventilröhre; sie wirkt aber in anderer Weise als die oben S. 149 beschriebene.

Legt man an die Elektroden einer Ventilröhre einen Wechselstrom, so zeigt ein eingeschaltetes Gleichstromampèremeter einen Strom an. Eine Ventilröhre kann darum bei wechselnder elektromotorischer Kraft den Strom in der einen Richtung ausschließen. Fig. 77 zeigt eine Ventilröhre für diesen Zweck. Die Elektroden sind Blechcylinder auf Glasstäben; die eine ist eng von einer Glasröhre umgeben; an ihr kann sich darum das negative Glimmlicht nicht entwickeln, wohl aber an der anderen, da von dieser die Gefäßwand entfernt ist.

5. Abhängigkeit vom Elektrodenabstand.[1])

Hält man bei einem bestimmten Gasdruck die Stromstärke konstant und variiert den Elektrodenabstand, indem man die Anode aus größerer Entfernung an die Kathode heranschiebt, so ändert sich die Elektrodenspannung in folgender Weise. Bei Verkürzung des Elektrodenabstandes verkürzt sich zunächst die positive Lichtsäule, während das negative Glimmlicht und der dunkle Zwischenraum unverändert bleiben; demgemäß nimmt hierbei die Elektrodenspannung ab um soviel, als Spannungsdifferenz mit der positiven Lichtsäule verschwindet. Ist schließlich bei fortgesetzter Verkleinerung des Elektrodenabstandes die ganze positive Lichtsäule in der Anode ver-

---

[1]) Hittorf, P. A. **136,** 197, 1869; W. A. **21,** 95, 1884; Lehmann, W. A. **11,** 693, 1880; **22,** 319, 1884; **56,** 304, 1895; E. Wiedemann, W. A. **20,** 767, 1883; **63,** 242, 1897; Schuster, Pr. R. S. **37,** 317, 1884; J. J. Thomson, Pr. Cambr. S. **5,** 391, 1886; Wehnelt, W. A. **65,** 511, 534, 1898.



schwunden, so nimmt die Elektrodenspannung auch noch weiter ab, wenn die Anode in den dunklen Zwischenraum eindringt; die Abnahme ist aber kleiner, da hier der Spannungsabfall schwächer ist als in der positiven Lichtsäule. Und je weiter die Anode in die negative Glimmschicht vordringt, desto geringer ist die Abnahme der Elektrodenspannung. Befindet sich die Anode schließlich im Anfang der negativen Glimmschicht, so besitzt die Elektrodenspannung den kleinsten Wert, der bei der betreffenden Elektrodenspannung überhaupt möglich ist, sie ist nämlich nahezu gleich dem Kathodenfall.

Stehen sich Anode und Kathode so nahe, daß die Anode zum Teil in den dunklen Kathodenraum hineinreicht, so treten besondere Verhältnisse ein. Es sind zwei Fälle zu unterscheiden. Kann erstens die Grundfläche des negativen Glimmlichtes noch weiter wachsen, ist also der Kathodenfall normal, so verschwindet an dem Orte, wo die Anode sich befindet, die negative Glimmschicht, dafür aber erscheint auf der noch nicht bedeckten Kathodenfläche ein gleich großes Stück negatives Glimmlicht, und die Elektrodenspannung bleibt ungeändert, wenn nur noch Teile der Anode außerhalb des Kathodendunkelraumes liegen. Kann zweitens die Grundfläche des negativen Glimmlichtes nicht mehr wachsen, ist also der Kathodenfall abnormal, so verschwindet auch ein Teil des Glimmlichtes, sowie die Anode zum Teil in den Kathodendunkelraum taucht. Dadurch wird also die Grundfläche des negativen Glimmlichtes verkleinert; in dem Kathodenfallgesetz $K = K_n + \frac{k}{p \cdot f^{\frac{1}{2}}} (i - \varkappa \cdot p \cdot f)^{\frac{1}{2}}$ wird f kleiner und darum der Kathodenfall und die Elektrodenspannung größer, wenn i konstant gehalten wird. Sind die Elektroden beispielsweise Scheiben und ist ihr Abstand kleiner als die Länge des Kathodendunkelraumes, so verschwindet auf ihren Vorderflächen das Glimmlicht und tritt nur auf den Rückflächen auf (Fig. 78). An parallelen nahen Drahtelektroden erhält man die in der Figur 79 dargestellte Lichterscheinung; zwischen den Drähten ist das Glimmlicht und die Strömung sehr schwach.

Taucht die ganze Anode in den Kathodendunkelraum oder verhindert die Anode durch ihre Nähe an der ganzen

Kathodenoberfläche das Zustandekommen der negativen Glimmschicht so kann bei kleinen und mittleren Werten der Elektrodenspannung überhaupt keine Strömung zustande kommen, solange der Elektrodenabstand kleiner als die Länge des eventuell sich herstellenden Kathodendunkelraumes ist. Nur mit Hilfe einer sehr großen Elektrodenspannung kann man in diesem Falle den Glimmstrom einleiten, wenn der dann entstehende Kathodendunkelraum infolge großer Stromdichte kürzer ist als der Elektrodenabstand.

Die zunächst überraschende Erscheinung, daß zwischen nahen Punkten der Anode und Kathode kein Glimmstrom übergehen kann, erklärt sich einfach und ungezwungen aus dem Mechanismus der zweifachen Grenzionisierung an der Kathode. Wie oben S. 67 dargelegt wurde, bedingen sich die

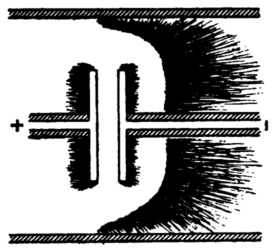


Fig. 78.

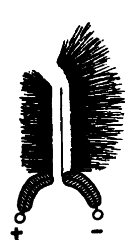


Fig. 79.

erste Kathodenschicht und die negative Glimmschicht gegenseitig, die eine liefert der anderen Ionen zur Ionisierung durch Ionenstoß. Kann ein Teil der einen nicht entstehen, so ist auch der entsprechende Teil der anderen nicht möglich. Taucht so ein fester Körper in die negative Glimmschicht bis in den dunklen Kathodenraum vordringend, so kann an seinem Orte die negative Glimmschicht nicht entstehen und darum auch nicht das entsprechende Stück der ersten Kathodenschicht. Dies gilt auch dann, wenn ein Teil der Anode in den dunklen Kathodenraum taucht; zwischen diesem Teil und dem entsprechenden der Kathode kann dann das Gas nur sehr wenig durch Ionenstoß ionisiert werden. Denn ehe die von der Kathode ausgehenden negativen Ionen ihre kinetische Energie an das Gas abgeben und dieses ionisieren können, treffen sie auf die Anode und geben ihre Energie an diese ab.

V. Strömung durch Sekundärelektroden.

1. Metallische Scheidewände.[1])

Eine isolierte Metallsonde, die in ein durchströmtes Gas taucht, nimmt in der Regel die an ihrem Orte herrschende Spannung an. Man sollte darum meinen, daß eine metallische Wand, die in ein durchströmtes Gas so eingeschaltet wird, daß sie den ganzen Querschnitt erfüllt, an der Stärke der Strömung nichts ändere. Dies ist aber nicht der Fall. Vielmehr verhält sich diejenige Seite der metallischen Scheidewand, welche der Anode zugekehrt ist, wie eine Kathode, die andere wie eine Anode. Durch die Einführung der Scheidewand in einen Stromquerschnitt wird darum hier der Spannungsabfall vergrößert. Dies gilt für jede Stromart; speziell betrachtet sei der Glimmstrom.

Zerlegt man den Glimmstrom, z. B. seine positive Lichtsäule durch eine metallische Scheidewand in zwei Teile, so

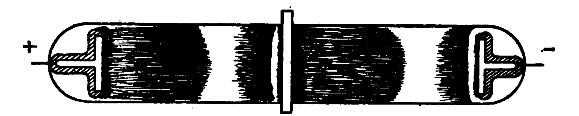


Fig. 80.

wird die eine Seite zu einer Kathode, die andere zu einer Anode. Auf der nach der Anode gewandten Seite bildet sich nach Maßgabe der Stromstärke, des Gasdruckes und der Metallfläche der Kathodenfall aus; es erscheint demgemäß hier das negative Glimmlicht. Auf der nach der Kathode gewandten dagegen entwickelt sich die leuchtende Anodenschicht und der Anodenfall (vergl. Fig. 80).

Durch die Einführung der metallischen Scheidewand wird der Spannungsabfall auf der Strecke zwischen der neu entstehenden Glimmschicht und der neuen Anodenschicht bedeutend vergrößert im Vergleich mit dem ohne Scheidewand vorhandenen Spannungsabfall. Füllt darum die Scheidewand nicht den

[1]) Gaugain, 1855; Meyer, 1858; Lehmann, A. Ph. 7, 1, 1900; M. Töpler, A. Ph. 2, 560, 1900.

ganzen Querschnitt aus, besitzt sie etwa in der Mitte ein kleines Loch, so zieht die elektrische Strömung den Weg durch dieses vor, sie geht zum größten Teil durch das Gas im Loch, nur zu einem kleinen durch die Metallwand. Diese verhält sich dann wie eine durchlöcherte Wand aus einem isolierenden Material (vergl. S. 148).

Die Einführung der metallischen Scheidewand erhöht die Elektrodenspannung beträchtlich, wenn die Stromstärke konstant gehalten wird.

2. Abzweigung durch ein Metall.[1])

Verbindet man leitend eine in ein durchströmtes Gas tauchende Metallsonde mit einer Elektrode oder mit einer zweiten Sonde, so zweigt sich durch die Sonde in die sich anschließende Leitung ein Strom aus dem Gase ab. Hierbei wird die Sonde zu einer sekundären Kathode oder Anode, je nachdem sie mit der primären Kathode oder Anode verbunden ist. Hat man zwei miteinander verbundene Sonden, so wird diejenige, welche der Anode näher ist, zu einer Kathode, die andere zu einer Anode. An einer sekundären Elektrode bildet sich immer entsprechend den maßgebenden Faktoren, wie Stromstärke und Gasdruck, ein Spannungsabfall aus. Wir betrachten wieder speziell den Glimmstrom und zwar zunächst den Fall, daß die Sekundärelektrode mit einer Primärelektrode verbunden ist.

Ist die Sekundärelektrode mit der primären Kathode verbunden und liegt sie der Anode näher als diese, so geht der Strom so lange allein durch die sekundäre Kathode, als an dieser der Kathodenfall konstant ist, weil eben die Elektrodenspannung zwischen der primären Anode und der sekundären Kathode kleiner ist als zwischen primärer Anode und Kathode. Wenn aber einmal der Kathodenfall an der Sekundärkathode abnormal ist und wenn dann die Elektrodenspannung zwischen ihr und der primären Anode gleich derjenigen zwischen dieser und der primären Kathode geworden ist, dann fließt ein Teil des Glimmstromes auch durch die entferntere primäre Kathode.

---

[1]) Goldstein, W. A. 12, 276, 1881; Paalzow u. Neesen, W. A. 56, 281, 1895; Lehmann, W. A. 55, 375, 1895; A. Ph. 7, 1, 1902.



Diesen Fall stellt die Fig. 81 dar; in ihr ist die Sekundärelektrode ein Stift; wie man sieht, erscheint die positive Lichtsäule durch das sekundäre Glimmlicht in zwei Teile zerlegt.

Tauchen zwei Sekundärelektroden in den Glimmstrom und sind sie durch eine Leitung miteinander verbunden, so sind zwei Fälle möglich. Erstens kann der Glimmstrom die zwischen den Sekundärelektroden liegende Gasstrecke meiden und durch die Leitung von kleinem Widerstand zwischen den Sekundärelektroden fließen. Es ist dann die Spannungsdifferenz zwischen den primären Elektroden gleich der Summe der Differenzen zwischen primärer Anode und nächster Sekundärelektrode und zwischen zweiter Sekundärelektrode und primärer Kathode. Diese Summe, die sekundäre Elektrodenspannung, ist trotz des Kathodenfalls an der sekundären Kathode kleiner als

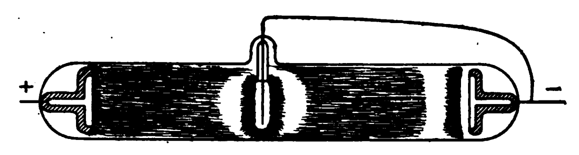


Fig. 81.

die Spannung zwischen den primären Elektroden (primäre Elektrodenspannung) für den Fall, daß der Glimmstrom ausschließlich durch das Gas geht, daß also die Sekundärelektroden voneinander isoliert sind. Dies ist nur bei höherem Gasdruck möglich, da dann das Spannungsgefälle in der positiven Lichtsäule groß ist.

Wird der Gasdruck erniedrigt, so nimmt einerseits die Spannungsdifferenz einer zwichen den zwei Sekundärelektroden liegenden positiven Lichtsäule ab, andererseits nimmt der Kathodenfall an der Sekundärkathode zu. Mit abnehmendem Gasdruck wächst also die sekundäre und sinkt die primäre Elektrodenspannung. Sowie diese kleiner als jene geworden ist, springt der Glimmstrom zum größten Teil von den Sekundärelektroden ab und fließt durch die Gasstrecke zwischen den Sekundärelektroden. Von der Oberfläche der Sekundärkathode verschwindet dann das negative Glimmlicht.

3. Zeitlich variable Strömung durch Sekundärelektroden, Störung durch eine genäherte Kapazität.[1])

Eine isolierte Metallsonde soll in eine stationäre Strömung z. B. in einen stationären Glimmstrom tauchen; sie besitzt dann die Spannung des sie umgebenden Gases. Legt man nun an diese Sonde eine mit keinem anderen Teile des Glimmstromes verbundene Kapazität, so strömt aus dem Gase in diese so lange elektrische Ladung, bis der betreffende Gasquerschnitt und die Kapazität gleiche Spannung besitzen. Strömt positive Ladung in die angehängte Kapazität, so wird die Sonde für kurze Zeit zu einer Kathode, sie zeigt dann im Glimmstrom das negative Glimmlicht an ihrer Oberfläche; strömt negative Ladung in sie, so wird sie für kurze Zeit Anode. Im ersten Falle tritt an der Sekundärelektrode der Kathodenfall auf, im zweiten der Anodenfall; da jener größer ist als dieser, so nimmt die Kapazität eine negative Ladung schneller an als eine positive. Der Spannungsausgleich mit der Kapazität ist mit einer vorübergehenden Änderung der Stärke und der Elektrodenspannung des primären Stromes verbunden. Diese Änderung oder Störung des primären Stromes ist um so größer, je stärker der sekundäre Ladungsstrom im Verhältnis zum primären ist. Ferner ist der Glimmstrom an verschiedenen Stellen verschieden empfindlich, durch den Ladungsstrom werden nämlich dem durchströmten Gase am Ort der Sonde Ionen entzogen. Diese Entionisierung übt auf den primären Strom eine um so größere Wirkung, je kleiner anfänglich die Ionisation ist. So ist die Störung gering, wenn die Sonde in die negative Glimmschicht taucht, groß dagegen, wenn sie im dunklen Kathodenraum oder Zwischenraum sich befindet.

Ähnliche Erscheinungen treten auf, wenn die Sonde

---

[1]) Plücker, P. A. **104**, 121, 1858; **105**, 72, 1858; Meyer, 1858; Rieß, P. A. **104**, 321, 1858; G. Wiedemann, P. A. **158**, 69, 1876; Reitlinger u. Urbanitzky, W. B. **72**, 685, 1876; W. A. **10**, 574, 1880; **13**, 670, 1881; Moulton u. Spottiswoode, Pr. R. S. **29**, 21, 1879; Ph. Tr. **1**, 561, 1879; **2**, 165, 1880; E. Wiedemann, W. A. **9**, 160, 1880; Hellmann, W. A. **14**, 543, 1881; Pului, W. B. **85**, 871, 1882; Lehmann, W. A. **22**, 315, 1884; Tesla, Bbl. **16**, 769, 1892; Hildebrand, W. A. **59**, 273, 1896; Jaumann, W. B. **106**, 583, 1897; S. P. Thompson, Pr. R. S. **61**, 489, 1897; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **60**, 510, 1897.

dauernd mit einer Kapazität verbunden ist, dagegen der primäre Strom sich zeitlich ändert. Die Änderung im Spannungsabfall des primären Stromes ist ja immer begleitet von einer Änderung der Ladung der Kapazität, also mit einer Strömung durch die Sekundärelektrode; diese kann abwechselnd bald Anode bald Kathode sein. Die Sekundärelektrode und die an ihr hängende Kapazität beeinflussen durch ihre Wirkung auf den Spannungsabfall die Veränderung der primären Strömung Diese entwickelt sich bei abgeschalteter Kapazität in anderer Weise und Form als bei angeschalteter. Sie ist gleichsam empfindlich gegen die Anhängung einer Kapazität.

Eine zeitlich variable Strömung, beispielsweise ein pulsierender oder wechselnder Glimmstrom wird schon durch die Annäherung einer Kapazität geändert, auch wenn diese nicht in leitender Verbindung mit dem durchströmten Gase steht. So genügt das Anlegen oder auch nur die Annäherung des Fingers an die Glaswand, um das Aussehen und die Stromstärke eines pulsierenden oder wechselnden Glimmstromes zu ändern. Das der genäherten Kapazität zunächst liegende Stück der Glaswand verhält sich dabei mehr oder weniger wie eine Sekundärelektrode; darum kann im Glimmstrom an ihm negatives Glimmlicht mit einem Kathodendunkelraum auftreten. Auch in diesem Falle sind verschiedene Teile des Glimmstromes verschieden empfindlich gegen Störungen.

Ein stationärer Strom wird durch das bloße Anlegen einer Kapazität ohne Herstellung einer leitenden Verbindung zwischen dieser und ihm nicht beeinflußt. Auf diese Weise kann man darum den stationären Zustand vom zeitlich variablen unterscheiden.

VI. Elektrodenspannung des Lichtbogens.

1. Minimalspannung.[1]

Wie bereits bemerkt wurde, besitzt der Lichtbogen als selbständige Strömung eine Minimalspannung, unterhalb welcher er nicht existieren kann. Nach unserer Auffassung stellt diese

[1]) Wild, P. A. **111**, 624, 1860; Exn. Rep. **34**, 224, 1888; Edlund, P. A. **134**, 251, 337, 1868; v. Lang, W. A. **26**, 145, 1885; **31**, 384, 1887; Peukert, L. E. **16**, 132, 1885; Cross u. Shepard, Proc.

das Minimum von Energie dar, das notwendig ist, um zwischen den festen Elektroden im Gasraum Ionisation herzustellen. Sie ist keine elektromotorische Gegenkraft, welche etwa durch die Temperaturdifferenz der Elektroden bedingt wäre. Eine solche elektromotorische Kraft existiert zwar, sie ist aber kleiner als die Minimalspannung.

Die Minimalspannung des Lichtbogens ist nach verschiedenen Methoden bestimmt worden. Sie tritt in der Formel, welche die Elektrodenspannung des Lichtbogens als Funktion der Länge darstellt, als Konstante auf und kann darum aus jener Formel entommen werden. Sie ist gleich dem Grenzwert der Elektrodenspannung für die Lichtbogenlänge Null und darum gleich der Summe aus dem Anoden- und Kathodenfall; jener ist ja nur sehr wenig, dieser überhaupt nicht veränderlich mit der Lichtbogenlänge. Alle Faktoren, welche den Anoden- und Kathodenfall des Lichtbogens beeinflussen, verändern darum auch seine Minimalspannung. So wird diese kleiner, wenn die Temperatur der Anode erniedrigt wird, für dicke Anoden ist sie darum kleiner als für dünne. Ferner nimmt sie etwas mit dem Gasdruck zu. Auch ist sie in verschiedenen Gasen verschieden groß, in atmosphärischer Luft ist sie kleiner als in reinem Stickstoff und Wasserstoff.

Für die gewöhnliche homogene Lichtbogenkohle beträgt die Minimalspannung 40 Volt. Für eine Reihe von Metallen wurden folgende Werte in Volt (nach v. Lang) erhalten:

Kadmium	Zink	Silber	Kupfer	Eisen	Platin
10,3	19,9	15,2	23,9	25	27,4

Americ. Acad. **12**, 227, 1886; Nebel, Exn. Rep. **12**, 492, 527, 1886; Uppenborn, Ber. elektr. Versuchsstat. München, 1886, 6; Arons, W. A. **30**, 95, 1887; Lecher, W. A. **33**, 609, 1888; Duncan, Rowland u. Todd, El. **31**, 360, 1895; Frith, Mem. Manch. Soc. (4) **9**, 139, 1895; Schuster, Mem. Manch. Soc. (4) **9**, 148, 1895. Meinungen u. Versuche über elektromotorische Gegenkraft: Edlund, P. A. **134**, 251, 337, 1868; Lecher, W. A. **33**, 609, 1888; Vogel, Exn. Rep. **26**, 54, 1890; Stenger, W. A. **45**, 33, 1892; S. P. Thompson, Z. Elch. **2**, 551, 1896; Edlund, P. A. **134**, 251, 337, 1868; Latchinoff, 1879; Lecher, W. B. **95**, 628, 992, 1887; W. A. **33**, 609, 1888; Dubs, Centralbl. f. Elektrot. **10**, 749, 1888; Luggin, W. B. **96**, 759, 1887; Stenger, W. A. **45**, 33, 1892; Blondel, J. Ph. (3) **4**, 513, 1897; **6**, 513, 1897; Granquist, F. 1897, II, 706; Arons, W. **58**, 73, 1896; Gold, 1897; Herzfeld, W. A. **62**, 435, 1897; Duddel, Pr. R. S. **68**, 512, 1901.

2. Abhängigkeit von Stromstärke und Bogenlänge.[1])

Die Abhängigkeit der Elektrodenspannung V des Lichtbogens von Stromstärke i und Bogenlänge l läßt sich durch folgende Formel darstellen:

$$V = M + \frac{k \cdot l}{i}.$$

Hierin bedeutet M die Minimalspannung, k eine Konstante.

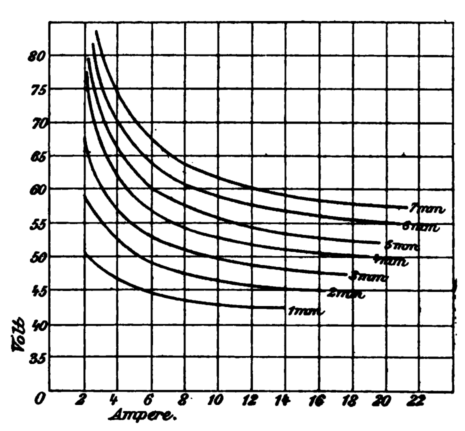


Fig. 82.

Noch genauer ist folgende Formel, in welcher die Abhängigkeit der Minimalspannung von der Stromstärke berücksichtigt ist.

$$V = \left(\alpha + \frac{\beta}{i}\right) + \left(\gamma + \frac{\delta}{i}\right) \cdot l,$$

$\alpha, \beta, \gamma, \delta$ sind Konstanten. Die vorstehende Fig. 82 (nach Ayrton) zeigt den Zusammenhang zwischen Elektrodenspan-

---

[1]) Edlund, P. A. **131,** 586, 1867; **134,** 251, 337, 1868; W. A. **26,** 518, 1885; Joubert, C. R. **91,** 161, 1880; Ayrton u. Perry, Ph. M. (5) **15,** 346, 1883; Frölich, E. Z. **4,** 150, 1883; Lucas, C. R. **98,** 800, 1040, 1884; Peukert, L. E. **16,** 32, 1885; Nebel, Exn. Rep. **12,** 492, 527, 1886; Cross u. Shepard, Proc. Amer. Ac. **22,** 227, 1886; Luggin, W. B. **96,** 789, 1887; Uppenborn, Exn. Rep. **27,** 99, 1891; Ber. elektr. Versuchsstat. München, 1886, 6; S. P. Thompson, L. E. **45,** 590, 1892; Duncan, Rowland u. Todd, El. **31,** 360, 1895; Ayrton, Nat. **52,** 535, 1895; Ecl. El. **19,** 388, 1899; Frith u. Rodgers, Ph. M. (5) **42,** 407, 1896; Ecl. El. **7,** 420, 1896; Arons, A. Ph. **1,** 700, 1900.

nung und Stromstärke für verschiedene Bogenlängen in Millimetern; die Elektroden waren Homogenkohlen von 8 mm Durchmesser.

Das Vorstehende gilt für den ruhigen Lichtbogen in atmosphärischer Luft. Für den zischenden Lichtbogen, der sich bei weiterer Erhöhung der Stromstärke einstellt, ist die Elektrodenspannung niedriger und unabhängig von der Stromstärke.

3. Abhängigkeit vom Gasdruck[1])

Mit dem Gasdruck wird die Minimalspannung sowohl wie das Spannungsgefälle in der Bogenlichtsäule größer. Aus diesem Grunde nimmt bei konstanter Stromstärke die Elektrodenspannung des Lichtbogens zu, wenn der Gasdruck wächst. Hält man die elektromotorische Kraft und den äußeren Widerstand R des Lichtbogenstromkreises konstant und ändert den Gasdruck p, so entspricht gemäß der Gleichung $I \cdot R = E - V$ oder $R \frac{dI}{dp} = - \frac{dV}{dp}$ einer Zunahme der Elektrodenspannung eine Abnahme der Stromstärke und zwar ist die Zunahme der Stromstärke um so größer, je kleiner der äußere Widerstand ist.

Schwankt darum bei konstanter elektromotorischer Kraft und konstantem äußeren Widerstand der Gasdruck um und im Lichtbogen periodisch, etwa infolge von Schallwellen, hin und her, so schwankt in demselben Tempo Elektrodenspannung und Stromstärke des Lichtbogens; ein in dessen Kreis eingeschaltetes Telephon giebt darum die auf den Lichtbogen treffenden Schallwellen wieder.

Umgekehrt ist ein Schwanken der Stromstärke des Lichtbogens mit einem Schwanken des Gasdruckes in und um ihn verknüpft. Werden darum in seinem Kreise Telephonschwingungen erregt, so überträgt diese der Lichtbogen auf die atmosphärische Luft.

---

[1]) Duncan, A. J. Rowland u. Todd, El. **31**, 360, 1895; † H. Th. Simon, W. A. **64**, 233, 1898; Ph. Z. **2**, 253, 1901; Braun, W. A. **65**, 358, 1898; Duddell, El. **46**, Nr. 8 u. 9, 1900.



4. Abhängigkeit von Elektrodenmaterial und Elektrodenform, Wechselstromlichtbogen.[1])

Das Elektrodenmaterial beeinflußt in zweierlei Weise die Elektrodenspannung; einmal ist ja für verschiedene Metalle der Anoden- und Kathodenfall und somit die Minimalspannung verschieden, sodann wird die Bogenlichtsäule mit Metalldampf von den Elektroden her gespeist, und da das Spannungsgefälle in ihr von der Natur ihrer Gase und Dämpfe abhängt, so ist die auf ihr liegende Spannung von dem Elektrodenmaterial abhängig.

So ist unter sonst gleichen Umständen die Elektrodenspannung des Kohlenlichtbogens kleiner, wenn man die positive Kohle mit flüchtigen Metallsalzen tränkt. Hiervon macht man Gebrauch, um den Lichtbogen immer von der Spitze der positiven Kohle ausgehen zu lassen; man giebt nämlich dieser einen Kern oder einen „Docht“, dessen Kohle in geeigneter Weise imprägniert ist.

Zwischen zwei Kohlepolen kann man ohne Schwierigkeit einen Lichtbogen mit Hilfe von Wechselstrom unterhalten. Dagegen ist es sehr schwierig, zwischen zwei Metallpolen einen Wechselstromlichtbogen herzustellen. Bei jedem Polwechsel

---

1) Elektrodenmaterial u. Elektrodenform: Grove, Ph. M. **16**, 480, 1840; De la Rive, P. A. **54**, 56, 1841; Fizeau u. Foucault, P. A. **63**, 474, 1844; Casselmann, P. A. **63**, 576, 1844; Matteucci, 1850; Jamin u. Manoeuvrier, 1882; Arons, W. A. **57**, 185, 1896; **58**, 73, 1896; v. Lang, W. A. **63**, 191, 1897. — Paels van Troostwyk u. Deiman, 1789; Hare; Macrell; Fizeau u. Foucault, A. Ch. Ph. (3) **11**, 383, 1844; Grove, Ph. Tr. **1**, 88, 1852; Quet, P. A. **92**, 185, 1853; van der Willigen, P. A. **93**, 285, 1854; Tommasi, C. R. **93**, 716, 1881; Slouguinoff, Carls Rep. **18**, 333, 1882; Richarz, Bbl. **15**, 597, 1890; Chree, Pr. Cambr. S. **7**, 222, 1891; Lagrange u. Hoho, E. Z. **13**, 105, 1892; C. R. **116**, 575, 1893; Luggin, W. B. **96**, 759, 1887; Nichols, Ph. M. (5) **31**, 123, 1891. Wechselstrom: Jamin u. Manoeuvrier, 1882; Walbridge u. Reid, E. Z. **11**, 633, 1890; Stanley, 1891; Blondel, L. E. **42**, 551, 618, 1891; **43**, 51, 1892; C. R. **126**, 1016, 1898; **127**, 1016, 1898; **128**, 727, 1899; Heubach, E. Z. **13**, 460, 1892; Steinmetz, E. Z. **13**, 567, 1892; Wurts, L. E. **45**, 79, 1892; Fröhlich, 1892; Zuchristian 1893; Sahulka, W. B. **103**, 925, 1894; Gold, W. B. **104**, 814, 1895; Öhlschläger, Michalka u. Queissner, 1895; Arons, W. A. **57**, 185, 1896; Smith, 1897; Eichberg u. Kallir, W. B. **107**, 65, 1898.

erlischt nämlich der Lichtbogen; das Gas zwischen den Polen und diese selbst bleiben für einige Zeit heiß; erfolgt darum der Polwechsel genügend rasch, so kann sich auf Grund der noch vorhandenen hohen Temperatur der Lichtbogen in umgekehrter Richtung wieder entzünden. Metallpole kühlen sich nun viel rascher ab als Kohlepole, deshalb kann sich zwischen ihnen nur bei sehr raschem Polwechsel der Lichtbogen wieder entzünden.

Die Abhängigkeit der Elektrodenspannung von der Elektrodenform und dem Elektrodenmaterial tritt in einem eigentümlichen Verhalten des Wechselstromlichtbogens zu Tage. Besteht nämlich eine Dissymetrie seiner Elektroden in Bezug auf Form oder Material, so ist er in der einen Richtung stärker als in der entgegengesetzten; ein eingeschaltetes nur auf Gleichstrom reagierendes Ampèremeter zeigt dann einen Gleichstrom an.

So ist der Lichtbogen zwischen einer dicken positiven Elektrode und einer dünnen negativen größer als umgekehrt. Zwischen Kohle (Anodenfall 23 Volt, Kathodenfall 9 Volt) und Aluminium ist der Wechselstrom viel stärker, wenn das Aluminium Anode, als wenn es Kathode ist.

Viertes Kapitel.

Verwandlung und Entstehung der selbständigen Strömung.

I. Verwandlung der Stromarten.

1. Schnelle und langsame Änderung der Stromvariablen.

Die Stärke und Elektrodenspannung einer selbständigen Strömung hängen von einer Reihe von Variablen, den „Stromvariablen“ ab; genannt seien äußere elektromotorische Kraft E, äußerer Widerstand R, Gasdruck p, Elektrodenabstand l, Querschnitt q, Elektrodenoberfläche f, Temperatur T, magnetische Feldstärke H. Ändert sich eine dieser Stromvariablen, so ändert sich die Elektrodenspannung V und gemäß der Gleichung $I \cdot R = E - V$ auch die Stromstärke I.

Die Änderung einer Stromvariablen kann langsam oder schnell erfolgen. Im zweiten Falle kommt neben der wirkenden elektromotorischen Kraft E noch diejenige $\left(L\cdot\frac{dI}{dt}\right)$ der Selbstinduktion (L Selbstinduktionskoëffizient) in Betracht, ferner ist nicht mehr der äußere Ohmsche Widerstand zu setzen; weiter muß die Kapazität berücksichtigt werden und endlich kann durch den Verlauf der Strömung im Gas eine Phasendifferenz zwischen Stromstärke, elektromotorischer Kraft und Stromform verursacht werden.

Die zeitlich schnell veränderliche selbständige Strömung durch ein Gas ist aus diesen Gründen eine sehr verwickelte Erscheinung. Sie ist bis jetzt weder quantitativ näher untersucht worden, noch kann sie vorderhand exakt theoretisch behandelt werden. Selbst wenn sich eine Stromart bei schneller zeitlicher Änderung einer Stromvariable nicht in eine andere Stromart verwandelt, darf man die V, I-Kurve, die man für langsame Änderung erhält, nicht für die schnelle Änderung als giltig betrachten. Noch verwickelter ist der Fall, daß mit der schnellen Änderung eine Verwandlung der Stromart verbunden ist.

Von den Stromvariablen kann sich in erster Linie die Elektrodenspannung zeitlich schnell ändern; dies ist der Fall, wenn man als Stromquelle ein Induktorium oder einen Wechselstromtransformator (Teslastrom, elektrische Schwingungen) verwendet. Die Erscheinungen, die hierbei auftreten, sollen hier nicht besprochen werden, da sie vorderhand keine sichere Analyse gestatten. Wir betrachten hier nur den Fall der langsamen Änderung der Stromvariablen. Indes sind auch in diesem Falle schnelle Änderungen der Elektrodenspannung, Stromstärke und Stromform möglich; dies tritt ein bei der Entstehung oder Verwandlung der Stromarten; hierbei haben nämlich kleine und langsame Änderungen gewisser Stromvariablen große und schnelle Änderungen jener Größen zur Folge. Indes lassen sich hier die Änderungen leichter verfolgen, da sie zwischen einem stationären Anfangs- und Endzustand liegen.

Es sind zwei Fälle langsamer zeitlicher Änderung der selbständigen Strömung zu unterscheiden. Erstens kann durch Änderung einer Stromvariablen eine bereits vorhandene selb-

ständige Strömung verändert oder von einer Art in eine andere Art übergeführt werden. Dieser Vorgang heißt *Verwandlung* der selbständigen Strömung. Beispielsweise kann man durch Variation des äußeren Widerstandes R das Aussehen, die Elektrodenspannung und die Stärke eines Glimmstromes ändern oder ihn auch in einen Spitzen- oder Bogenstrom verwandeln.

Zweitens kann man ein Gas durch Änderung einer Stromvariablen aus dem nicht ionisierten Zustand in den ionisierten vermittelst Ionisierung durch Ionenstoß überführen und so eine selbständige Strömung, ausgehend von dem stromlosen Zustand, herstellen. Dieser Vorgang heißt *Selbstentladung.*

2. Allgemeines über die Verwandlung der Stromarten.

Ist in einem Stromkreise zwischen zwei Elektroden durch ein Gas eine selbständige Strömung hergestellt, dann bringt eine Änderung einer der Stromvariablen eine Änderung der Elektrodenspannung und auch der Stromstärke hervor, gemäß der Gleichung $I \cdot R = E - V$. Gleichzeitig ändern sich in der Regel sekundär auch noch diejenigen anderen Stromvariablen, die von der Stromstärke abhängig sind, beispielsweise die die Länge der positiven Säule oder die Grundfläche des negativen Glimmlichtes. *Solange indes die Strömung eine bestimmte Art beibehält, sind die sekundären Änderungen der übrigen Stromvariablen klein im Vergleich mit der Änderung der primären Variablen. Und innerhalb einer Stromart gehört darum zu einem jeden Wert einer Stromvariablen ein und nur ein Wert der Stromstärke, Elektrodenspannung und der übrigen Stromvariablen. Der Zustand bleibt zeitlich konstant, sowie ein bestimmter Wert der primär genommenen Stromvariablen hergestellt ist.*

Eine Stromart ist charakterisiert durch die Art und Zahl ihrer Ionisierungspartien. Eine selbständige Strömung bleibt also bei Änderung einer Stromvariablen solange innerhalb einer bestimmten Stromart, als nicht die Zahl und Art ihrer Ionisierungspartien sich ändert. Nun kann aber eine Stromvariable, wie äußerer Widerstand oder Elektrodenabstand, sich so ändern, daß die Art und Zahl der Ionisierungspartien und damit die Stromart sich ändert. Diese Verwandlung kann sich stetig ohne große Schwankungen der Stromstärke und Elektroden-

spannung vollziehen, dann ändert sich auch die Form und Ausdehnung der einzelnen Teile der Strömung stetig.

Es kann aber eine Stromart auch in *unstetiger* Weise in eine andere bei einem bestimmten Wert der primären Stromvariablen sich verwandeln. Dann entspricht einer kleinen Änderung der primären Variablen eine große Änderung der Stromstärke, Elektrodenspannung und sekundären Variablen. Für den betreffenden Wert der Stromvariablen tritt dann unter dem geringsten sekundären Anstoß eine Verwandlung der Strömung in der einen oder anderen Richtung ein und erst bei größeren oder kleineren Werten der Variablen bleibt die Strömung in der einen Art stationär. Von dem Verhalten der Strömung für solche Werte einer Stromvariablen, welche ihr nicht das Verharren in einer Art gestatten, ist weiter unten die Rede (siehe Grenzgebiet).

Bei der Verwandlung einer Stromart in eine andere ändert sich mit den Ionisierungsverhältnissen auch das Gebiet oder das Feld der elektrischen Strömung; so kann an einer Stelle der Querschnitt oder der Spannungsabfall infolge Änderung der Ionisation sich um einen großen Betrag ändern.

3. Einzelne Fälle von Verwandlung.

Spitzenstrom, Büschelstrom, Glimmstrom.[1]) — Zwischen einer spitzen Kathode und einer ausgedehnten Plattenanode soll ein negativer Spitzenstrom übergehen; der Elektrodenabstand, der Gasdruck und die elektromotorische Kraft seien konstant; geändert werde der äußere Widerstand. Nimmt dieser ab, so wird der Spitzenstrom stärker; es wächst an der Spitze einmal der Stromquerschnitt und in der Axe der Strömung an dem schärfsten Teile der Spitze die Ionisation. Infolgedessen konzentrieren sich in der Axe die Kraftlinien, schließlich kann hier in der Nähe der Spitze der Spannungsabfall so groß werden, daß auf eine kurze Strecke in einem engen Kanale Innenionisierung eintritt. Sowie dies geschehen ist, konzentrieren sich auch die übrigen Stromlinien in diesen Kanal; der negative

[1]) Kaufmann, A. Ph. 2, 158, 1900; M. Töpler, A. Ph. 2, 560, 1900.

Spitzenstrom hat sich dann in einen Büschelstrom verwandelt. Je weniger scharf die Spitze ist, desto größer ist die Änderung der Stromstärke und Elektrodenspannung bei jener Verwandlung; bei sehr scharfer Spitze erfolgt ein stetiger Übergang.

Von dem negativen Büschel laufen kegelförmig die Kraft- und Stromlinien nach den einzelnen Punkten der Plattenanode auseinander; bei Erniedrigung des äußeren Widerstandes, also bei Erhöhung der Stromstärke, wächst der Büschel immer näher an die Anode heran. Es kann dann zufällig nach einer Stelle der Anode hin ein stärkerer Spannungsfall sich ausbilden und so groß werden, daß von ihr ausgehend oder nach ihr hinlaufend Innenionisierung durch Ionenstoß oder Bildung der positiven Lichtsäule des Glimmstromes erfolgt. Es hat sich dann der Büschelstrom in den Glimmstrom verwandelt.

Der negative Spitzenstrom kann sich auch direkt ohne Vermittelung des Büschelstromes in den Glimmstrom verwandeln. Dies ist sogar in der Regel der Fall. Es hat dies nämlich immer dann statt, wenn das Stromgefäß den negativen Spitzenstrom zwingt, einen kleinen Querschnitt anzunehmen, und wenn die Anodenoberfläche nicht groß ist. Dann findet auch schon im Spitzenstrom an der Anode einfache Grenzionisierung statt und aus dieser kann dann leicht die positive Lichtsäule unter dem Zwange des kleinen Stromquerschnittes herauswachsen. Die Verwandlung des negativen Spitzenstromes in Glimmstrom ist hierbei stetig bei kleinem Stromquerschnitt an der Anode, unstetig bei großem Querschnitt.

Die Verwandlung des positiven Spitzenstromes in Büschelstrom erfolgt in ähnlicher Weise wie diejenige des negativen Spitzenstromes und zwar stetig oder unstetig, je nach den Umständen. Die Verwandlung des positiven Spitzenstromes in Glimmstrom kann direkt oder unter Vermittelung des positiven Büschelstromes erfolgen. In beiden Fällen findet der Übergang in den Glimmstrom unstetig statt; es verschwindet nämlich die zweifache Grenzionisierung an der Anode und wird ersetzt durch die viel weniger Spannung beanspruchende einfache Grenzionisierung; gleichzeitig erscheint an der Kathode der Kathodenfall.

Die nachstehende Fig. 83 (nach M. Töpler) zeigt die V, I-Kurven, die man für verschiedene Stromarten erhält, wenn

man bei konstantem Abstand zwischen einer Spitze und einer Platte bei atmosphärischem Druck in Luft langsam die Stromstärke erhöht. Wie man sieht, erfolgte in den dargestellten Fällen die Verwandlung unstetig.

Glimmstrom, Bogenstrom.[1]) — Steigert man die Stromstärke des Glimmstromes soweit, daß seine Kathode glühend wird und Dampf aussendet, so verschwindet plötzlich der Kathodenfall des Glimmstromes und an seine Stelle tritt unter gleichzeitiger bedeutender Erhöhung der Stromstärke der viel kleinere Kathodenfall des Bogenstromes. Die Verwandlung von Glimmstrom in Bogenstrom und umgekehrt ist immer unstetig.

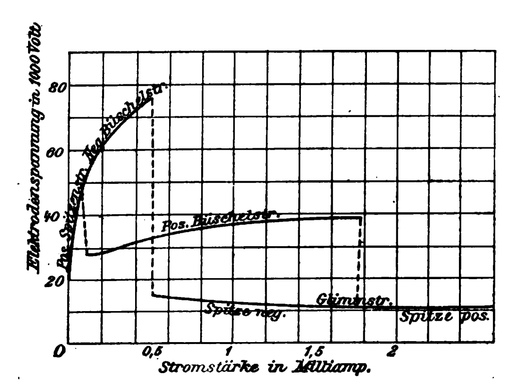


Fig. 83.

Alle Einflüsse, welche die Erhitzung der Kathode befördern, begünstigen die Verwandlung des Glimmstromes in Bogenstrom. Kühlt man die glühende Stelle der Lichtbogen-Kathode ab, indem man kalte Luft gegen sie bläst, so erlischt der Lichtbogen, wenn die wirksame elektromotorische Kraft klein ist; bei einem großen Wert derselben verwandelt er sich in den viel schwächeren Glimmstrom. Schwingt die Strömung zwischen Bogen- und Glimmstrom hin und her, so besitzt sie in letzterer Art größeren Spannungsfall und Querschnitt an der Kathode

---

[1]) Herschel, P. A. **49**, 122, 1840; Daniell, P. A. **60**, 381; Gassiot, P. A. **119**, 133, 1863; De la Rue u. Müller, Ph. Tr. **171**, 65, 1879; Hittorf, W. A. **7**, 553, 1879; Stenger, W. A. **25**, 31, 1885; Lehmann, W. A. **47**, 436, 1892.

als an der Anode, in ersterer Art zeigt sie das umgekehrte Verhalten.

Wie man sieht, kann man bei gegebenem konstanten Elektrodenabstand, ausgehend vom stromlosen Zustand, den Bogenstrom nicht anders herstellen als, indem man erst mit Hilfe großer Spannung den Spitzen- und Glimmstrom erzeugt und diesen dann in Bogenstrom verwandelt. Dies geschieht, wenn man den Lichtbogen durch den elektrischen Funken mit Hilfe einer Leydener Flasche einleitet. Anderenfalls muß man die Elektroden, speziell die Kathode, durch andere Mittel sekundär zum Glühen und zur Dampfentwickelung bringen, beispielsweise indem man die Elektroden erst zur Berührung bringt und sie dann wieder trennt.

4. Grenzgebiet zwischen zwei Stromarten.[1])

Erfolgt die Verwandlung zweier Stromarten ineinander stetig durch Änderuug einer Stromvariable, so gehört auch für denjenigen Wert derselben, in dem die beiden Arten aneinander grenzen, ein und nur ein Wert der Stromstärke, Elektrodenspannung und der anderen Stromvariablen. *Erfolgt* dagegen *die Verwandlung unstetig, so gehören zu einem Wert der Stromvariablen, für welchen die Verwandlung eintritt, mehrere Werte der Stromstärke,* nämlich alle Werte, welche zwischen dem stationären Endwert in der einen Art und dem stationären Anfangswert in der anderen Art liegen. Es kann sich darum für einen solchen Wert der Stromvariablen (v) kein stationärer Zustand der Strömung herstellen.

Und ist *ein* solcher Wert vorhanden, so giebt es mehrere solche zu einem Intervall oder Gebiet sich aneinander reihende Werte der Stromvariablen v, für welche die Verwandlung eintreten kann. Dieses zwischen v_1 und v_2 liegende Gebiet heißt dann *das Grenzgebiet der Stromvariablen zwischen den zwei Stromarten. Innerhalb des Grenzgebietes ist kein stationärer Zustand möglich; die geringste Änderung irgend eines Umstandes hat eine Verwandlung der einen Stromart in die an-*

[1]) Hittorf, W. A. 7, 553, 1879; M. Töpler, W. A. 66, 660, 1898; A. Ph. 2, 603, 1900; Stark, A. Ph. 1, 433, 1900; Kaufmann, A. Ph. 2, 173, 1900.

grenzende zur Folge; im Grenzgebiet schwankt daher die elektrische Strömung zwischen zwei Arten hin und her.

Bei stetiger Verwandlung der zwei Stromarten ineinander ist das Grenzgebiet $v_1 - v_2$ der Stromvariablen Null. Der Wert v_1 sowohl wie der Wert von v_2 und darum auch derjenige von $(v_1 - v_2)$ hängen ab von den konstant gedachten Werten der übrigen Stromvariablen; diese können eine solche Größe haben, daß eine Stromart sich überhaupt nicht in eine andere verwandeln läßt.

Die unstetige Verwandlung zweier Stromarten ineinander ist mit einer schnellen und beträchtlichen Änderung der Elektrodenspannung verbunden. Der zeitliche Verlauf dieser Änderung der Spannung der Elektroden hängt ab von der Kapazität und der Selbstinduktion des Stromkreises. Wir betrachten lediglich den Einfluß der Kapazität. Wir nehmen an, daß die Elektroden selbst eine gewisse Kapazität besitzen oder daß an sie eine Kapazität mit sehr kleinem Selbstinduktionskoëfficienten geschaltet sei.

Der zeitliche Verlauf der Änderung der Spannung einer Elektrode oder ihre Ladung und Entladung erfolgt um so rascher, je kleiner die Elektrodenkapazität ist. Eine selbständige Strömung schwingt darum für einen Wert einer Stromvariablen um so schneller hin und her, je kleiner die Elektrodenkapazität ist.

Neben der Veränderung der Schwingungszahl hat die Elektrodenkapazität noch eine andere Wirkung. Sinkt nämlich die Spannung einer Elektrode beim Übergang in eine andere Stromart, so kann sie in das Gas um so mehr Elektrizität abgeben, je größer ihre Kapazität ist; die selbständige Strömung kann dementsprechend weiter in das Gebiet der betreffenden Stromart eindringen. Bei der umgekehrten Verwandlung kann infolge der durch die Kapazität der Elektrode verzögerten Aufladung der Elektrode die selbständige Strömung auch in die andere Stromart wieder weiter zurückschwingen. *Mit wachsender Elektrodenkapazität nimmt also die Amplitude einer zwischen zwei Arten hin und her schwingenden selbständigen Strömung zu.* Ein Telephon in einer selbständigen Strömung tönt darum in dem Grenzgebiet einer Stromvariablen bei Vermehrung der Elektrodenkapazität zwar lauter, aber mit einer größeren Periode.

Ist die Verwandlung einer Strömung mit einer Änderung ihres Stromgebietes, also ihres elektrischen Feldes verknüpft, so braucht eine Kapazität nicht leitend mit einer Elektrode verbunden zu sein. Die bloße Nähe einer Kapazität, z. B. das Anlegen des Fingers an die Stromröhre genügt dann, um die beschriebene Wirkung hervorzubringen. *Die Wirkung der Kapazität ist an den Stellen der Strömung am größten, an welchen das elektrische Feld die größten zeitlichen Änderungen erfährt, so beim Glimmstrom an der Kathode.*

II. Selbstentladung.

1. Allgemeines.

Zwei Elektroden mögen sich in einem nicht ionisierten Gase gegenüberstehen; eine jede möge eine bestimmte Spannung besitzen. Es bildet sich dann ein elektrostatisches Feld zwischen den Elektroden. Dessen Form hängt ab von der Form der Elektroden, ihrem Abstand und der Nähe anderer Körper. Vermehrt man die Spannung einer jeden Elektrode in dem gleichen Verhältnis, so bleibt die Form des elektrischen Feldes ungeändert, es wächst lediglich in allen seinen Punkten die Spannung in dem gleichen Verhältnis. Nähert man die Elektroden unter Konstanthaltung ihrer Ladung, so ändert sich einmal die Form des Feldes, sodann wächst auch zwischen ihnen das Spannungsgefälle.

Steigt an den Elektroden oder an einer derselben der Spannungsabfall soweit, daß die auf die mittlere freie Weglänge des positiven Ions entfallende Spannungsdifferenz gleich der Ionisierungsspannung des positiven Ions unter den gegebenen Verhältnissen geworden ist, so tritt dort zweifache Grenzionisierung durch Ionenstoß und gemäß der dadurch entstehenden Ionisation eine elektrische Strömung ein. *Diese Entstehung einer selbständigen Strömung aus dem stromlosen elektrostatischen Zustand heißt elektrische Selbstentladung;* die Entladung durch sekundäre Ionisierung heißt Sekundärentladung oder *Zerstreuung.*

In der Selbstentladung wird die Gasstrecke zwischen den Elektroden ionisiert, sie wird zu einem Leiter. Dies hat eine

Änderung des elektrischen Feldes zur Folge. Einmal wird die Form des Feldes geändert nach Maßgabe der Dimensionen und des Zustandes der ionisierten Gasstrecke; sodann wird auch das Spannungsgefälle zwischen den Elektroden größer, es konzentrieren sich die elektrischen Kraftlinien von dem nicht ionisierten Gasraum auf den ionisierten. *Das elektrische Feld ist also während der Entladung ein anderes (dynamisches Feld) als vor derselben im elektrostatischen Zustande (statisches Feld).*

Nach den vorliegenden Erfahrungen setzt die Ionisierung durch Ionenstoß und mit ihr die Entladung in den meisten Fällen zuerst an einer Elektrode ein; von hier aus dringt sie in den Gasraum, falls hier der Spannungsabfall oberhalb dem zur Ionisierung durch Ionenstoß notwendigen Wert liegt. Dieser Wert kann schon im elektrostatischen Zustand vorhanden gewesen sein oder erst während der Entladung durch Konzentration der Kraftlinien zwischen den Elektroden hergestellt werden. *Sind an der Anode und Kathode symmetrische Verhältnisse vorhanden, so setzt die Entladung in der Regel an der Kathode ein* aus zwei Gründen. Einmal beansprucht die zweifache Grenzionisierung an der Kathode einen kleineren Spannungsabfall als an der Anode, zweitens gehen die zur Innenionisierung notwendigen negativen Ionen von der Kathode, nicht von der Anode aus.

Die Entladung ist ein zeitlich schnell sich ändernder Vorgang. *Einmal ändert sich das elektrische Feld,* ausgehend von dem statischen Zustand, indem es sich dem momentan vorhandenen Ionisationszustand anpaßt. Dieser aber kann sich mit sehr großer Geschwindigkeit ändern; es wird ja die Ionisierung im Innern der Gasstrecke von den negativen Ionen bewirkt, diese aber sind in den in Betracht kommenden Fällen immer negative Elektronen und diese können dank ihrer kleinen Masse mit einer an diejenige des Lichtes heranreichenden Geschwindigkeit die Gasstrecke durchlaufen und ionisieren. *Die Entladung zwischen zwei Elektroden gestattet aus diesem Grunde eine so schnelle Änderung des elektrischen Feldes, daß elektrische Schwingungen ermöglicht werden.*

Noch in einer zweiten Hinsicht ist die Selbstentladung ein zeitlich variabler Vorgang. Sie selbst stellt ja eine *selbständige Strömung* dar; *als solche ändert sie sich ebenfalls schnell.* Sie ist im ersten Moment ein kurz dauernder Spitzenstrom. Ist

aber die Ladung der Elektroden groß und machen es die Verhältnisse des übrigen Stromkreises möglich, so verwandelt sie sich sehr rasch in einen Glimmstrom und, gestattet es die an den Elektroden zur Verfügung stehende Elektrizitätsmenge, so geht sie in sehr kurzer Zeit in einen Bogenstrom über. Die V, I-Kurve (V Elektrodenspannung, I Stromstärke), welche die Entladung hiebei durchläuft, ist bei der schnellen zeitlichen Änderung eine andere als diejenige, welche man für eine langsame Änderung erhält.

Die Art und Form der Strömung, bis zu welcher die Selbstentladung vordringt, ist abhängig von der Form, Kapazität und Spannungsdifferenz der Elektroden und den Verhältnissen im übrigen Stromkreis. Ist in diesem eine konstante elektromotorische Kraft gegeben, so stellt sich schließlich, wenn nicht zufällig eine Stromvariable im Grenzgebiet zwischen zwei Stromarten liegt, eine stationäre selbständige Strömung her. Vor Erreichung dieses stationären Zustandes kann um ihn die Entladung oder Strömung gedämpft hin und her schwingen. Ist keine konstante elektromotorische Kraft an den Elektroden wirksam, so wird keine stationäre Strömung durch die Selbstentladung hergestellt, diese kehrt vielmehr von der äußersten Art und Form selbständiger Strömung, die sie erreicht, in eine niedrigere Stromart oder den stromlosen Zustand zurück; dies kann unter gedämpften Schwingungen des Feldes und der Strömung geschehen.

Der Ionisierungs- und Strömungsvorgang während der Selbstentladung ist quantitativ und qualitativ noch nicht untersucht; ebenso steht seine theoretische Analyse noch aus. Die Untersuchung der unter Umständen von einer Selbstentladung ausgelösten elektromagnetischen Schwingungen ist nicht Gegenstand dieses Buches. Wir beschränken uns hier auf die Besprechung der Umstände, welche für den Eintritt einer Selbstentladung maßgebend sind.

2. Definition der Anfangsspannung.

Wir beschränken uns auf den Fall, daß die Ionisierung und Entladung an einer Elektrode (Entladeelektrode) einsetzt und von da aus durch die übrige Gasstrecke sich ver-

breitet. Ferner setzen wir voraus, daß an der Oberfläche der Entladeelektrode durch sekundäre Ionisierung einige Ionen vorhanden seien und zum Zweck der Ioniserung durch Ionenstoß von dem elektrischen Feld in Bewegung gesetzt werden können. Es soll also kein Entladeverzug (vergl. unten) auftreten.

Es kann nun offenbar zwischen zwei Elektroden in einem Gase eine Spannungsdifferenz bestehen, ohne daß Selbstentladung eintritt. Doch kann die Spannungsdifferenz nicht über einen gewissen Wert gesteigert werden, ohne daß nicht Ionisierung durch Ionenstoß und Selbstentladung erfolgt. Sowie nämlich an der Entladeelektrode der Spannungsabfall auf der mittleren freien Weglänge des positiven Ions gleich dessen Ionisierungsspannung geworden ist, tritt zweifache Grenzionisierung und damit Entladung ein. *Derjenige Wert der Spannungsdifferenz der Elektroden, bei welchem der Spannungsabfall an der Entladeelektrode auf der mittleren freien Weglänge gleich der Ionisierungsspannung des positiven Ions geworden ist, heißt Anfangsspannung,* weil bei seiner Erreichung die Entladung einsetzt.

Die Spannung in einem Punkte $(x y z)$ der Gasstrecke sei V; sie ist eine Funktion der Ladungen auf den Elektroden, ihrer Form und ihres Abstandes und der Nähe anderer Körper nach Maßgabe der elektrostatischen Gesetze der Spannungsverteilung. Zwischen den beiden Elektroden fällt die Spannung V von dem Wert auf der einen Elektrode bis zu dem Werte auf der anderen Elektrode ab; im Gase zwischen ihnen ist sie eine Funktion der Koordinaten. Die X-Axe des Koordinatensystems falle nun an der Entladeelektrode zusammen mit der Richtung des größten Spannungsabfalles und ihr Nullpunkt liege gerade in der Elektrodenoberfläche. $V(x, y, z)$ sei also für $x = y = z = 0$ gleich der Spannung V_e der Entladeelektrode. Ist dann die Anfangsspannung erreicht, so ist $x = \lambda$, $y = 0$, $z = 0$ und $V_e - V(\lambda) = \varDelta V_m$, wo $\varDelta V_m$ die Ionisierungsspannung des positiven Ions unter den gegebenen Verhältnissen bedeutet. Ist V_o die Spannung der zweiten Elektrode, V_a die Anfangsspannung, so ist $V_e - V_o = V_a$.

Aus den zwei Gleichungen erhält man:

$$V_a = \varDelta V_m + V(\lambda) - V_o.$$

Man kann die Anfangsspannung V_a berechnen, sowie die Ionisierungsspannung des positiven Ions, die Spannungsfunktion V und die mittlere freie Weglänge λ des positiven Ions bekannt ist.

3. Abhängigkeit der Anfangsspannung.

Gemäß der Gleichung $V_a = \Delta V_m + V(\lambda) - V_o$ hängt die *Anfangsspannung von allen denjenigen Größen ab, welche die elektrostatische Spannungsverteilung bestimmen. Sie ändert sich mit der Form und den Dimensionen der Elektroden,* bei kugelförmiger Elektrode wächst sie mit dem Radius; ist die Entladeelektrode eine Spitze, die andere Elektrode eine Platte, so ist die Anfangsspannung um so kleiner, je schärfer die Spitze ist; sie kann indessen nicht kleiner werden als die Ionisierungsspannung ΔV_m.

Körper, die sich in der Nähe der Elektroden befinden, beeinflussen ebenfalls die Anfangsspannung, indem sie die Spannungsverteilung verändern. Man hat darum bei der Bestimmung der Anfangsspannung die Umgebung der Elektroden gut zu definieren und sie zeitlich konstant zu halten.

Weiter hängt die Anfangsspannung vom Abstand der Elektroden ab; wenn dieser wächst, so nimmt sie ebenfalls zu.

Unter sonst gleichen Verhältnissen ist die Anfangsspannung für eine positive Entladeelektrode größer als für eine negative. Steht beispielsweise eine Spitze einer geerdeten Plattenelektrode ($V_o = 0$) gegenüber und wird der Elektrodenabstand und der Gasdruck konstant gehalten, so ist die Anfangsspannung kleiner, wenn die Spitze negativ, als wenn sie positiv ist. Denn in der Gleichung $V_a = \Delta V_m + V(\lambda)$ ist die Ionisierungsspannung des positiven Ions ΔV_m an der Anode größer als an der Kathode.

Sind die Elektroden gleich und symmetrisch und besitzen sie entgegengesetzt gleich hohe Spannung, so tritt an der Kathode die Ionisierung und Entladung früher ein als an der Anode. Die Differenzen $[V_{ep} - V(\lambda)]$ und $[V_{en} - V(\lambda)]$ haben nämlich dann an beiden Elektroden den gleichen Wert; indes erreicht $[V_{en} - V(\lambda)]$ an der Kathode früher den Wert der Ionisierungsspannung des positiven Ions (ΔV_m) als an der Anode, da eben ΔV_m dort kleiner ist als hier. *Die Anode läßt sich deshalb nur*

dadurch zur Entladeelektrode machen, daß man durch ihre Form oder ihre höhere Ladung den Spannungsabfall an ihr größer macht als an der Kathode, beispielsweise, indem man als Anode eine Spitze, als Kathode eine Platte verwendet.

Endlich hängt die Anfangsspannung vom Gasdruck ab, sie nimmt ab, wenn dieser sinkt. Es möge der Abstand und die Form der Elektroden konstant gehalten werden, ferner sollen die Ladungen und darum auch die Spannungen der Anode (V_p) und der Kathode (V_n) in konstantem Verhältnis verändert werden. Es läßt sich dann $V = C \cdot \Phi$ setzen; hierin ist C eine Größe, welche nur von der Ladung der Elektroden abhängt und keine Koordinate enthält; dagegen ist die Funktion Φ abhängig von der Koordinate und unabhängig von der Elektrodenladung; verändert man diese, so bleibt darum das Verhältnis $\frac{V(x_1 y_1 z_1)}{V(x_2 y_2 z_2)}$ der Spannungen zweier Punkte ($x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2$) konstant. Die obige Gleichung $V_e - V(\lambda) = \Delta V_m$ schreibt sich dann so: $\Delta V_m = C \cdot [\Phi_e - \Phi(\lambda)]$; für $V_e - V_o = V_a$ erhält man darum $V_a = C \cdot [\Phi_e - \Phi_o] = \Delta V_m \cdot \frac{\Phi_e - V_o}{\Phi_e - \Phi(\lambda)}$. Nun nimmt der absolute Wert von $\Phi(\lambda)$ ab, wenn die mittlere freie Weglänge des positiven Ions größer wird; es gilt angenähert $\lambda = \frac{k}{p}$. Darum nimmt V_a ab, wenn p kleiner wird. Die vorstehende Gleichung sei noch speziell auf die Selbstentladung an einer Spitze gegen eine geerdete Platte ($V_o = C \cdot \Phi_o = 0$) angewendet. Unter sonst konstanten Verhältnissen sei die Spitze einmal positiv, das andere Mal negativ; für beide Fälle sei die Anfangsspannung der Selbstentladung aufgesucht. Im ersten Falle ist $V_{ap} = \Delta V_{mp} \cdot \frac{\Phi_{(e)}}{\Phi_{(e)} - \Phi(\lambda)}$, im zweiten Falle $V_{an} = \Delta V_{mn} \cdot \frac{\Phi_{(e)}}{\Phi_{(e)} - \Phi(\lambda)}$. Da λ in beiden Fällen den gleichen Wert hat, so ist $\frac{V_{ap}}{V_{an}} = \frac{\Delta V_{mp}}{\Delta V_{mn}}$, d. h. *bei der Selbstentladung an Spitzen ist das Verhältnis der positiven zur negativen Anfangsspannung unabhängig vom Gasdruck und gleich dem Verhältnis der Ionisierungsspannung des positiven Ions an der Anode zu derjenigen an der Kathode.* An sehr scharfen Spitzen ist die Minimalspannung des Spitzenstromes wenig verschieden von der Anfangsspannung; für diesen Fall gilt dann der eben über die Anfangsspannungen aus-

gesprochene Satz auch von den Minimalspannungen (V'_{ap} bezw. V'_{an}). Das Verhältnis dieser V'_a ist nun leicht zu bestimmen; die Ionisierungsspannung an der Kathode erhält man aus dem normalen Kathodenfall K_n. Man kann dann aus $\Delta V_{mn} = K_n$ und dem Verhältnis $\varkappa = \frac{V_{ap}}{V_{an}} = \frac{V'_{ap}}{V'_{an}} = \frac{\Delta V_{mp}}{\Delta V_{mn}}$ die Ionisierungsspannung des positiven Ions an der Anode berechnen; direkt ist sie ja schwer zu bestimmen.

4. Differenz zwischen Anfangs- und Minimalspannung.

Es sei wiederholt, daß hier nicht mehr von der Verwandlung zweier Stromarten ineinander, sondern nur von dem Entstehen einer selbständigen Strömung aus dem elektrostatischen Zustand die Rede ist ohne Rücksicht auf die nach dem Entstehen sich einstellende Stromart. Die Bezeichnung Anfangsspannung bezieht sich darum hier nur auf die Selbstentladung nicht auf eine spezielle Stromart. Und wenn nunmehr von der Minimalspannung der Selbstentladung die Rede ist, so ist nicht die Minimalspannung einer speziellen Stromart, sondern diejenige der Selbstentladung gemeint. Diese sei folgendermaßen definiert.

Zwischen zwei Elektroden möge durch ein Gas eine selbstständige Strömung übergehen. Durch Änderung einer Stromvariablen möge deren Stärke langsam aber fortdauernd vermindert werden; dabei kann sie von einer höheren zu einer niedrigeren Stromart übergehen: schließlich erlischt aber die selbständige Strömung und macht dem elektrostatischen Zustand Platz. *Die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden, welche im Moment des Erlöschens einer selbständigen Strömung vorhanden ist, heißt die Minimalspannung der Selbstentladung für das betreffende Gas und die betreffenden Umstände.*

Kurz bevor nach Erreichung der Minimalspannung die Selbstentladung erlischt, hat das elektrische Feld gemäß der vorhandenen Ionisation eine bestimmte (dynamische) Form. Nach dem Erlöschen der Strömung und Ionisation, also im elektrostatischen Zustand hat das elektrische Feld ebenfalls eine bestimmte (statische) Form. *Die Form des Feldes und darum auch der Spannungsabfall ist nun in der Regel im elektro-*

statischen Zustand eine andere als im dynamischen. In diesem findet infolge der vorhandenen Ionisation eine Konzentration der elektrischen Kraftlinien in der Richtung Anode-Kathode statt; darum ist in dieser Richtung sowohl im Gasinnern wie an der Elektrodenoberfläche der Spannungsabfall ein größerer im dynamischen als im statischen Zustand, gleiche Elektrodenspannung vorausgesetzt.

Die Größe der Anfangs- wie der Minimalspannung bestimmt sich durch die Bedingung, daß an der Entladeelektrode auf der mittleren freien Weglänge der Spannungsabfall gleich der Ionisierungsspannung des positiven Ions sei. Gemäß des größeren Spannungsabfalles an den Elektroden wird diese Bedingung im dynamischen Zustand schon für eine kleinere Elektrodenspannung erfüllt als im statischen. *Aus diesem Grunde ist die Anfangsspannung der Selbstentladung immer größer als ihre Minimalspannung. Hat man darum unter Anwendung einer gewissen Elektrodenspannung die Selbstentladung einmal eingeleitet und so den dynamischen (ionisierten) Zustand hergestellt, so kann man die Elektrodenspannung bis zur Minimalspannung um einen gewissen Betrag unter den Wert der Anfangsspannung erniedrigen, ohne daß die selbständige Strömung erlischt.*

Die Differenz zwischen der Anfangs- und der Minimalspannung ist um so größer, je größer der Unterschied zwischen der dynamischen und der statischen Feldform ist. Sie nimmt zu, wenn der Krümmungsradius der Entladeelektrode an dem Ausgangspunkt der Entladung wächst. An spitzen Elektroden ist der Unterschied zwischen der Anfangs- und der Minimalspannung klein; ist die Entladeelektrode eine Spitze, die andere Elektrode eine Platte, so ist die Minimalspannung des Spitzenstromes zwischen ihnen gleich der Minimalspannung der Selbstentladung.

5. Entladeverzug.[1]

Ist die Elektrodenspannung im statischen Zustand nur wenig kleiner als die Anfangsspannung der Selbstentladung,

---

[1]) Faraday, Exp. Res. I, 1391, 1883; A. Töpler, P. A. **131**, 210, 1867; **134**, 194, 1868; †Warburg, P. A. **145**, 595, 1872; W. A. **59**,

so können kleine Störungen das Feld so verändern, daß die Anfangsspannung erreicht wird und Selbstentladung eintritt. In der Nähe der Anfangsspannung befindet sich also ein elektrostatisches Feld in einem labilen Zustande. Eine von außen kommende elektrische Schwingung, die Annäherung eines Körpers, ein an der Entladeelektrode vorüberfliegendes Staubteilchen u. s. w. können die Selbstentladung hervorrufen.

Schließt man derartige äußere Störungen aus, so kann man unter Umständen die Elektrodenspannung beträchtlich über die Anfangsspannung erhöhen, ohne daß die theoretisch geforderte Selbstentladung eintritt. In diesem Falle ist aber dann die bisher gemachte Voraussetzung nicht mehr erfüllt, daß kein Entladeverzug stattfinden soll.

Damit an der Entladeelektrode zweifache Grenzionisierung durch Ionenstoß eintreten kann, müssen hier einige Ionen aus sekundären Ursachen bereits vorhanden sein. Diese werden dann von dem Feld in Bewegung gesetzt, erzeugen durch ihren Stoß andere Ionen; mit diesen geschieht das gleiche, und so tritt in einer gewissen Zeit eine allmählich anwachsende Ionisation und damit Selbstentladung ein. Diese Zeit ist um so länger, je weniger Ionen anfänglich sekundär vorhanden sind. *Während dieser Zeit, dem Entladeverzug, kann man die Elektrodenspannung über die Anfangsspannung erhöhen, ohne daß Entladung eintritt;* man kann hierbei um so höhere Werte derselben erreichen, je schneller man während des Entladeverzugs die Spannung steigert. Beseitigt man darum nicht den Entladeverzug, so erhält man für die Anfangsspannung scheinbar verschiedene Werte, je nachdem man die Elektrodenspannung schnell oder langsam erhöht. In verdünnten Gasen sind wegen

---

1, 1896; **62**, 385, 1897; A. Ph. **5**, 811, 1901; E. Wiedemann u. Ebert, W. A. **33**, 241, 1888; Elster u. Geitel, W. A. **52**, 450, 1894; W. A. **69**, 673, 1899; Jaumann, W. A. **55**, 658, 1895; Lehmann, W. A. **56**, 323, 1895; Sella u. Maiorana, Rend. Linc. **5**, 168, 323, 389, 1896; de Hemptinne, C. R. **125**, 428, 1897; Z. Ph. Ch. **22**, 358, 1897; **26**, 165, 1898; Starke, W. A. **66**, 1009, 1898; Guggenheimer, Arch. Gen. (4) **5**, 222, 1898; Elster, V. D. Ph. G. **2**, 7, 1900; Swyngedauw, J. Ph. **9**, 487, 1900; Orgler, A. Ph. **1**, 162, 1900; Stark, A. Ph. **1**, 425, 1900; **4**, 407, 1901; Guthe, A. Ph. **5**, 818, 1901.

der hier geringen Selbstionisation besonders große Entladeverzüge und Überschreitungen der Anfangsspannung möglich.

Man beseitigt den Entladeverzug, indem man seine Ursache, den Ionenmangel an der Entladeelektrode, beseitigt. Dies geschieht dadurch, daß man an der Entladeelektrode das Gas sekundär durch Röntgen-, Becquerel-, ultraviolette Strahlen oder hohe Temperatur ionisiert. Man kann hierzu auch die lichtelektrische Zerstreuung verwenden; diese wirkt aber nur an der negativen Elektrode, da sie nur an dieser Ionen in den Gasraum befördert.

Will man umgekehrt zwischen zwei Elektroden, ehe die Selbstentladung eintritt, eine große Spannungsdifferenz, eine größere als der Anfangsspannung entspricht, herstellen zur Erzielung eines intensiven Funkens, so muß man den Entladeverzug möglichst groß machen durch Ausschluß sekundärer Ionisatoren; man darf beispielsweise die betreffende Funkenstrecke nicht mit dem Licht einer zweiten bestrahlen.

6. Funkenspannung.[1]

Entstehung des elektrischen Funkens. — Erhöht man die Elektrodenspannung langsam, so tritt bei Überschreitung der Anfangsspannung plötzlich Selbstentladung ein; diese geht in der Regel in kürzester Zeit vom Spitzenstrom in den Glimm-

[1]) Volta, Coll. d. opere (2) **2**, 20; Harris, Ph. Tr. 1834, 225; Rieß, P. A. **40**, 333, 1837; **53**, 1, 1841; **106**, 649, 1859; **108**, 171, 1859; **109**, 359, 1860; Faraday, Exp. Res. **12**, § 1381, 1480, 1493, 1838; Belli, Bibl. Italiana **36**, 280, 1838; Grоße, 1840; Gassiot, 1844; Knochenhauer, P. A. **58**, 219, 1842; Rijke, P. A. **106**, 411, 1859; **107**, 479, 1859; **109**, 124, 1860; **111**, 612, 1860; W. Thomson, Smith u. Ferguson, Ph. M. (4) **20**, 316, 1860; Poggendorf, P. A. **126**, 307, 1865; Gaugain, A. Ch. Ph. (4) **8**, 75, 108, 1866; Baker, Am. J. Sc. (3) **2**, 303, 1871; Varley, Pr. R. S. **19**, 236, 1871; Rossetti, N. C. **5** u. **6**, 407; **6** u. **7**, 22, 1872; Hittorf, 1874; v. Oettingen, P. A. Jubelb. 275, 1874; De la Rue u. Müller, 1875, 1876, 1877; Righi, N. C. (2) **16**, 89, 1876; Mem. Bol. (3) **7**, 1876; Herwig, P. A. **159**, 565, 1876; Mac Farlane, Trans. R. Edinb. Soc. **28**, 633, 1877; 555, 1879, 1880; Ph. M. (5) **10**, 390, 1880; Mac Farlane u. Playfair, Trans. R. Edinb. Soc. **28**, 679, 1877; Gordon, Ph. M. (5) **6**, 185, 1878; Holtz, W. A. **11**, 513, 1880; Lehmann, W. A. **11**, 686, 1880; Mac Farlane

oder sogar Bogenstrom über und erfüllt dann das Gas zwischen den Elektroden mit Licht. *Das Auftreten der Lichtsäule zwischen den Elektroden heißt man elektrischen Funken, ohne Rücksicht darauf, ob die Lichtsäule einem Glimm- oder Bogenstrom zugehört.*

Der elektrische Funke kann entweder in stationären Glimm- oder Bogenstrom übergehen oder wieder erlöschen. Das letztere tritt ein, wenn der vom Funken erreichten Stromart von den Elektroden nicht soviel Elektrizität nachgeliefert wird, als die betreffende Stromart verlangt. Dieser Fall ist in dem folgenden Abschnitt über Funkenstrom weiter verfolgt. Hier sei von den Bedingungen für das Zustandekommen des Funkens die Rede.

Die bei Überschreitung der Anfangsanspannung eintretende Selbtentladung braucht nicht notwendig bis zu der Funkenform, also bis zu Glimm- oder Bogenstrom vorwärts zu schreiten. Sie kann auch bei dem wenig Licht aussendenden Spitzen- oder Büschelstrom stehen bleiben. Dies tritt in zwei Fällen ein.

Im Spitzen- und Büschelstrom steigt mit wachsender

---

u. Rintoul, Proc. Edinb. R. S. 1881 u. 1882, 801; Chrystal, Proc. R. Edinb. Soc. 1882, 487; Quincke, W. A. **19**, 545, 1883; Emo, Riv. scient. Industr. di Firenze **15**, 67, 1883; †Baille, A. Ch. Ph. (5) **29**, 181, 1883; C. R. **94**, 38, 130, 1883; Liebig, Ph. M. (5) **24**, 106, 1887; Jaumann, W. B. **97**, 765, 1888; W. A. **55**, 658, 1895; †Paschen, W. A. **37**, 69, 1889; Wolf, W. A. **37**, 306, 1889; Freyberg, W. A. **38**, 231, 1889; Schuster, Ph. M. (5) **29**, 182, 1890; †Heydweiller, W. A. **40**, 464, 1890; **48**, 213, 1893; **61**, 541, 1897; Peace, Pr. R. S. **52**, 99, 1892; Lodge, Chattock u. Foster, F. 1892, II, 460; Borgesius, F. 1892, II, 467; Wesendonck, W. A. **49**, 295, 1893; Dufour, Arch. Gen. **33**, 272, 1895; Cardani, F. 1895, II, 550; N. C. (4) **11**, 113, 1900; Swyngedauw, C. R. **121**, 118, 195, 1895; **122**, 131, 1052, 1896; **123**, 1264, 1896; **125**, 863, 1897; J. Ph. **6**, 295, 465, 1897; Skinner u. Wurts, E. Z. **17**, 525, 1896; Collie u. Ramsay, Pr. R. S. **59**, 257, 1896; Trowbridge, Ph. M. **44**, 285, 1897; **45**, 98, 1898; **46**, 243, 1898; †Walter, W. A. **66**, 636, 1898; **68**, 776, 1899; †Schuster u. Hemsalech, Ph. Tr. **193**, 189, 1899; H. Th. Simon, Gött. Nachr. 1899, 183; Johnson, A. Ph. **3**, 461, 1900; Humphreys, Ph. R. **10**, 311, 1900; **11**, 79, 1900; †Orgler, **1**, 159, 1900; M. Töpler, A. Ph. **2**, 612, 1900; Strutt, Pr. R. S. **65**, 446, 1900; Kaufmann, A. Ph. **2**, 170, 1900; Earhart, Ph. M. (6) **1**, 147, 1901; Overbeck, W. A. **60**, 193, 1897; **67**, 592, 1899.

Stromstärke die Elektrodenspannung und erreicht kurz vor dem Übergang in Glimmstrom einen Höchstwert. Soll also eine Selbstentladung Funkenform annehmen, so muß die zur Verfügung stehende elektromotorische Kraft größer sein als jene Maximalspannung. Ist sie kleiner als die Anfangsspannung, so kann sie überhaupt keine Selbstentladung hervorbringen; ist sie größer als die Anfangsspannung, aber kleiner als jene Maximalspannung, so kommt zwar Selbstentladung zustande, nimmt aber nicht Funkenform an. Dies ist der erste Fall. Der zweite tritt ein, wenn die Anfangsspannung der Selbstentladung größer ist als jene Maximalspannung, dafür aber unmittelbar nach Eintritt der Entladung von den Elektroden infolge ihrer geringen Kapazität nicht soviel Elektrizität in das Gas nachgeliefert wird, daß die selbständige Strömung bis zum Glimmstrom vorwärtsschreiten könnte.

Funkenspannung ist die Spannungsdifferenz zwischen zwei Elektroden, bei welcher der elektrostatische Zustand verschwindet und Selbstentladung in Funkenform eintritt. *Eine Funkenspannung ist darum eine Anfangsspannung unter den gegebenen Umständen;* dagegen kann nicht jede Anfangsspannung Funkenspannung genannt werden, weil eben nicht jede Selbstentladung Funkenform annimmt.

Abhängigkeit von Elektrodenabstand und Gasdruck. — Für Kugelelektroden ist die Funkenspannung bereits mehrfach untersucht worden. Als eine Anfangsspannung ist die Funkenspannung einmal abhängig von der Form und den Dimensionen der Elektroden. Wie zu erwarten ist, ergiebt sich unter sonst gleichen Umständen *die Funkenspannung um so größer, je größer der Radius der Elektrodenkugeln ist.* Ferner hängt die Funkenspannung auch von der Nähe fremder Körper ab; um in dieser Hinsicht die Versuchsbedingungen gut zu definieren, schließt man die Funkenstrecke am besten in einen weiten Faraday'schen Käfig ein.

Wie die nachstehende Tabelle (nach Orgler) zeigt und wie nach dem Gesetz der Anfangsspannung zu erwarten ist, nimmt *die Funkenspannung* (V_a *in Volt) mit wachsendem Elektrodenabstand* (l in Centimeter) *und Gasdruck* (p in Millimeter) *zu.* Die Elektroden waren in dem Fall der Tabelle zwei Messingkugeln von 1,25 cm Radius; die Temperatur betrug 18°.

Funkenspannung in Volt.

l in cm	0,1			0,5		
p in mm	Luft	Wasserstoff	Stickstoff	Luft	Wasserstoff	Stickstoff
750	4566	2766	4890	17454	9858	18126
650	4062	2481	4398	15468	8805	17200
550	3612	2229	3918	13455	7722	14175
450	3120	1917	3366	11424	6651	12075
350	2616	1614	2841	9339	5463	9954
250	2040	1299	2235	7116	4212	7617
150	1491	993	1605	5848	2871	5175
100	1092	762	1218	3579	2148	3840
60	795	603	—	2505	1554	2691

Die nachstehende Tabelle (nach Heydweiller) giebt die Funkenspannungen für Kugeln von verschiedenem Radius r in Centimeter und für verschiedene Elektrodenabstände l in Centimeter in Luft bei 760 mm Druck und 18°.

r in cm	0,25	0,5	1,0	2,5
l in cm	Funkenspannung in Volt			
0,1	4830	4800	4710	—
0,2	8370	8370	8100	—
0,3	11340	11370	11370	—
0,4	13800	14400	14400	—
0,5	15600	17400	17400	18300
0,6	17100	19800	20400	21600
0,7	18300	21900	23100	24600
0,8	18900	24000	26100	27300
0,9	19500	25500	29400	30000
1,0	20100	27000	31200	32700
1,1	20700	—	33300	35700
1,2	21000	—	35400	38400
1,3	21600	—	37200	41100
1,4	21900	—	38700	43800
1,5	22200	—	40200	46200
1,6	—	—	41400	48600

Über die Funkenspannung bei sehr kleinem Elektrodenabstand sei noch Folgendes bemerkt. Ist der Abstand zwischen

zwei Punkten der Elektroden kleiner als die mittlere freie Weglänge des positiven Ions, so kann zwischen ihnen im Gase keine zweifache Grenzionisierung eintreten (vergl. S. 67). Der kleinste Elektrodenabstand, der für die Anfangs- oder Funkenspannung in Betracht kommen kann, ist darum die mittlere freie Weglänge des positiven Ions. Für diesen Fall ist dann in der Gleichung $V_a = \Delta V_m + V(\lambda) - V_0$ die Spannung V_0 der zweiten Elektrode gleich $V(\lambda)$ zu setzen; man erhält dann $V_a = \Delta V_m$. *Die kleinste mögliche Anfangs- oder Funkenspannung ist demnach gleich der Ionisierungsspannung des positiven Ions* und zwar an der Kathode, also gleich dem normalen Kathodenfall; soweit diese Ionisierungsspannung unabhängig vom Gasdruck ist, ist es auch die kleinste Funkenspannung; diese ist zudem unabhängig von der Elektrodenform, wohl aber abhängig von dem Elektrodenmaterial. *Unterhalb der Ionisierungsspannung des positiven Ions an der Kathode ist also zwischen zwei Elektroden durch ein Gas eine Selbstentladung nicht möglich, so spitz diese auch sein mögen.* So läßt sich in Luft zwischen Platinelektroden keine Selbstentladung mit weniger als 350 Volt hervorbringen.

7. Partialentladungen, Funkenstrom, Vorschaltung einer Funkenstrecke.[1])

Zwischen zwei Elektroden in einem Gase sei der elektrostatische Zustand vorhanden; die Elektrodenspannung möge gesteigert werden bis zur Anfangsspannung. Beim Überschreiten derselben tritt Selbstentladung ein; die an den Elektroden angehäufte Elektrizität strömt in das Gas unter Sinken der Elektrodenspannung. Dies kann in zweierlei Weise sich vollziehen.

Es kann die gesamte an den Elektroden liegende Elektrizitätsmenge so schnell zu den Eintrittsstellen der elektrischen Strömung in das Gas fließen, daß sie zum größten Teil in

[1]) Poggendorf, P. A. **126**, 58, 1865; **132**, 112, 1867; **137**, 451, 1869; **139**, 341, 1870; G. Wiedemann, P. A. **158**, 252, 1876; Jaumann, W. B. **97**, 765, 1888; Heydweiller, W. A. **38**, 534, 1889; Righi, Mem. Bol. **1**, 1891; **2**, 1892; Campanile u. Stromei, N. C. **4**, 5, 1896; Winkelmann, A. Ph. **2**, 757, 1900.

dieses getreten ist, bevor die Elektrodenspannung wieder steigt. Dann kommt nur ein einziger Funke zu stande, wenn man absieht von den unter Umständen auftretenden elektrischen Schwingungen. Zweitens kann die unmittelbar an den Eintrittsstellen liegende elektrische Ladung so schnell in das Gas abfließen, daß die Elektrodenspannung wieder steigt und die Selbstentladung erlischt, bevor die übrige außerhalb der Gasstrecke liegende Elektrizitätsmenge den Entladestellen zuströmen kann. Dies geschieht aber dann nach dem Erlöschen der Strömung, die Elektrodenspannung steigt dann wieder, bis abermals Selbstentladung eintritt. Dieser Vorgang kann sich mehrmals wiederholen. Die Selbstentladung besteht dann in einer Reihe rasch aufeinander folgender Partialentladungen; findet hiebei die Entladung in Form eines Funkens statt, so setzt sich dieser aus einzelnen sich schnell folgenden Funken zusammen. Die einzelnen Partialentladungen unterscheiden sich in der Regel durch die von ihnen durch das Gas geführte Elektrizitätsmenge und durch die momentane und mittlere Elektrodenspannung.

Partialentladungen können unter verschiedenen Umständen eintreten, sowohl wenn die zeitlich variable Spannung eines Induktoriums oder Wechselstromtransformators an den Elektroden wirkt, als auch, wenn zwischen diese eine konstante elektromotorische Kraft gelegt ist.

Man sollte erwarten, daß im letzten Falle, der Konstanz der elektromotorischen Kraft entsprechend, eine stationäre Strömung sich einstelle. Dies ist auch häufig der Fall, aber nicht immer. Wie bereits dargelegt wurde, kann eine der Stromvariablen gerade in einem Grenzgebiete liegen; dann schwingt die Strömung zwischen zwei Arten hin und her. Eine oder mehrere Stromvariablen können nun einen solchen Wert haben, daß die Strömung zwischen dem statischen und dynamischen Zustand hin und her schwankt. Sie setzt sich dann aus einer Reihe periodisch aufeinanderfolgender Selbstentladungen zusammen; haben diese Funkenform, so heißt sie Funkenstrom. Ein jeder einzelne Funke derselben kann wieder aus Teilentladungen bestehen.

Wie bei einem einzelnen Funken, so haben auch in einem Funkenstrom eine Reihe von Faktoren Einfluß auf den Verlauf

der elektrischen Strömung; unter ihnen sind vor allem der Widerstand, die Kapazität und die Selbstinduktion der Zuleitung zur Funkenstrecke zu nennen. So wächst mit zunehmender Kapazität die Amplitude der Stromstärke der Funken, dagegen wird ihre Periode größer. Auf die Pulsationen der einzelnen Funken können sich überdies noch elektrische Schwingungen lagern.

Die experimentelle und theoretische Analyse des zeitlichen Verlaufes der Selbstentladung, speziell des Funkenstromes ist einerseits sehr schwierig, andererseits besitzen die in Betracht kommenden Erscheinungen vorderhand nur eine untergeordnete Bedeutung.

Ist schon der zeitliche Verlauf der Selbstentladung in einer einzigen Gasstrecke sehr verwickelt, so ist dies noch mehr der Fall, wenn die Selbstentladung mehrere hintereinander geschaltete Gasstrecken zu durchlaufen hat. Wir betrachten kurz den in der Praxis öfter vorkommenden Spezialfall, daß vor eine Strecke verdünnten Gases, z. B. vor eine Röntgenröhre, eine Funkenstrecke in freier Luft geschaltet ist.

Bei Abwesenheit der Funkenstrecke tritt in dem verdünnten Gase bei einer bestimmten Elektrodenspannung, der Anfangsspannung für das verdünnte Gas, Selbstentladung ein. Diese Anfangsspannung sei nun kleiner als diejenige der Selbstentladung in der vorgeschalteten Funkenstrecke. Ist dann die Funkenstrecke vorhanden, so tritt in dem Stromkreise solange keine Selbstentladung ein, als die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden des dichten Gases kleiner ist als die Anfangsspannung. Tritt sie aber ein, so stellt sich in der Strecke des dichten Gases ein elektrischer Funke her, dieser hat dann eine sehr kleine Elektrodenspannung; infolgedessen kann sich die ganze große Anfangsspannung des Funkens auf die Strömung durch das verdünnte Gas (Röntgenrohr) legen. Sie bringt dann hier dementsprechend einen stärkeren Strom, sowie größere Ionengeschwindigkeiten (schnellere Kathoden-, weniger absorbierbare Röntgenstrahlen) hervor.

Vierter Teil.

Mechanismus der elektrischen Strömung.

Erstes Kapitel.

Konstanten der Ionen.

I. Leitfähigkeit.

1. Allgemeines über die Ionenkonstanten.

Die Strömung der Ionen in Gasen kann in zweierlei Weise erfolgen. Erstens kann, wie in den gewöhnlichen elektrolytischen und metallischen Leitern, die Geschwindigkeit V_p bezw. V_n der Ionen proportional der sie treibenden örtlichen Kraft X sein; zweitens kann sie nicht mehr eine Funktion der örtlichen Kraft, sondern der frei durchlaufenen Spannungsdifferenz sein.

Im ersten Falle gilt $V_p = v_p \cdot X$, bezw. $V_n = v_n \cdot X$. Der Proportionalitätsfaktor v_p bezw. v_n ist die Geschwindigkeit des positiven bezw. negativen Ions unter der Kraft Eins oder die *spez. Ionengeschwindigkeit* (Beweglichkeit). Als Zahl der positiven bezw. negativen Ionen in der Volumeneinheit wurde bereits die positive n_p und negative *Ionisation* n_n definiert. ε bezeichnet die elektrische Ladung des einzelnen Ions.

Ist die Geschwindigkeit der Ionen proportional der örtlichen Kraft, so gilt das Ohmsche Gesetz. Dieses lautet für einen Querschnitt von der Größe Eins in der Differentialform: $I_g = -\varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n) \left[\frac{dV}{dx} - e_i \right]$, für ein Leiterstück (x_1, x_2) in der Integralform $I_g = \frac{(V_1 - V_2) - E_i}{R}$.

Die Größe $\frac{dV}{dx}$ ist die in dem betreffenden Querschnitte vorhandene elektrische Kraft oder das Spannungsgefälle; $V_1 - V_2$ ist die auf dem Leiterstück liegende Spannungsdifferenz; e_i bezeichnet eine innere elektrische Triebkraft, E_i eine innere elektromotorische Kraft. Die Größe $\lambda = \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)$ definiert man als die spez. Leitfähigkeit, $r = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\lambda}$ als den Widerstand.

Die Größen $v_p, v_n, n_n, n_n, \varepsilon$ und λ sind charakteristisch für ein Gas bei gegebenen Umständen; man nennt sie Ionenkonstanten. Die Angabe der spez. Ionengeschwindigkeiten und der Leitfähigkeit hat nur bei Giltigkeit des Ohmschen Gesetzes Sinn; dagegen ist die Ionenladung eine unveränderliche Konstante, und auch die Ionisation behält bei Ungiltigkeit des Ohmschen Gesetzes ihre Bedeutung.

Wenn und wo in diesem Buche von spez. Ionengeschwindigkeit und Leitfähigkeit die Rede ist, ist immer Giltigkeit des Ohmschen Gesetzes für die betrachtete Erscheinung angenommen.

2. Methoden zur Bestimmung der Leitfähigkeit.

Bestimmung aus dem Spannungsgefälle. — Gilt in einem Querschnitt q das Ohmsche Gesetz, so läßt sich die spez. Leitfähigkeit nach der Formel berechnen $\lambda = - \frac{I_g}{q\left(\frac{dV}{dx} - e_i\right)}$.

Ist keine innere Triebkraft vorhanden, so gilt $\lambda = - \frac{I_g}{q \cdot \frac{dV}{dx}}$.

Unter dieser Voraussetzung kann man also für einen Querschnitt des durchströmten Gases die Leitfähigkeit λ aus der Stromdichte $\frac{I_g}{q}$ und dem Spannungsgefälle $\frac{dV}{dx}$ berechnen, bei konstanter Stromdichte ist die Leitfähigkeit umgekehrt proportional dem Spannungsgefälle; da, wo dieses relative Maxima hat, besitzt jene relative Minima.

Diese Methode, die Leitfähigkeit zu bestimmen, kann auf unselbständige Strömungen bei höheren Gasdrucken und kleinen Werten des Spannungsgefälles angewendet werden. Denn in

diesen Fällen gilt das Ohmsche Gesetz und die infolge der Ionendiffusion an den Elektroden auftretenden inneren elektromotorischen Kräfte sind klein. Auch läßt sich die vorstehende Methode auf die ungeschichtete positive Lichtsäule anwenden; hier ist nämlich das Spannungsgefälle räumlich konstant; dazu treten keine inneren Kräfte auf.

Methode der Querströme.[1]) — Ein langes leitendes Rechteck sei von einem elektrischen Strome durchflossen, dieser werde an seinen zwei Schmalseiten zu- bezw. weggeführt. Die Stromlinien laufen dann parallel den Langseiten, die Niveaulinien der Spannung sind Gerade, die auf jenen senkrecht stehen.

Auf einer Niveaulinie seien zwei Punkte ausgewählt, die einander nahe liegen und gleichen Abstand von der Mittellinie des Rechteckes haben. Werden diese zwei Punkte oder Querelektroden, wie sie heißen mögen, durch ein Galvanometer verbunden, so zeigt dieses keinen Ausschlag, auch wenn das Rechteck von einem Strom durchflossen ist. Werden die Querelektroden durch eine Stromquelle und ein Galvanometer verbunden, so ist die Stärke des nunmehr aus den Querelektroden fließenden Stromes, des Querstromes, unabhängig von der Stärke des aus einer anderen Stromquelle fließenden Längsstromes im Rechteck; sie ist bei An- und Abwesenheit des Längsstromes die gleiche, wenn nur die Leitfähigkeit unverändert bleibt. Den Verlauf der Strom- (ausgezogen) und Niveaulinien (gestrichelt) bei Übereinanderlagerung der beiden Ströme zeigt die nachstehende Fig. 84.

Da die Stärke des Querstromes lediglich abhängt von der Spannungsdifferenz seiner Elektroden und der Leitfähigkeit in deren Umgebung, so kann sie zur Ermittelung der Leitfähigkeit an dem Orte der Querelektroden oder wenigstens zur Vergleichung der Leitfähigkeiten an verschiedenen Orten des Längsstromes dienen, während dieser fließt. Dies gilt indes nur

[1]) Hittorf, W. A. **7**, 614, 1879; Giese, W. A. **17**, 253, 1882; Hertz, W. A. **19**, 813, 1883; Schuster, Pr. R. S. **42**, 275, 1887; Arrhenius, W. A. **32**, 545, 1887; E. Wiedemann u. Ebert, W. A. **35**, 220, 1888; Mebius, W. A. **59**, 545, 1896; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **62**, 460, 1897; †Stark, W. A. **68**, 942, 1899; A. Ph. **2**, 64, 1900; Ph. Z. **1**, 431, 439, 1900; A. Ph. **3**, 492, 1900; †H. A Wilson, Ph. M. (5) **49**, 514, 1900.

dann streng, wenn die Leitfähigkeit unabhängig von der Stromdichte ist.

In durchströmten Gasen ist dies im allgemeinen nicht der Fall; auch stört in ihnen unter Umständen Polarisation an den Querelektroden. Gleichwohl kann die Methode der Querströme zu einer ersten Orientierung über die räumliche Verteilung der Leitfähigkeit in ihnen benützt werden.

Zu diesem Zwecke verfährt man folgendermaßen. Senkrecht zur Richtung der Strömung in einem Gase bringt man symmetrisch zu dieser, in geringem Abstand voneinander und konaxial zu einander zwei kurze, wenig Raum beanspruchende

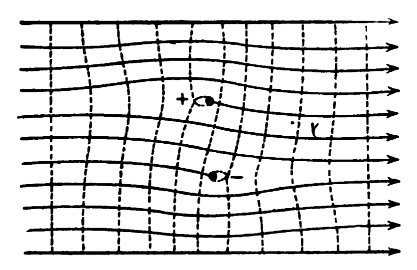


Fig. 84.

stiftförmige Sonden an, verbindet sie durch ein Galvanometer, einen Kommutator und einige galvanische Elemente. Um an verschiedenen Stellen in dem durchströmten Gase die Stärke des Querstromes beobachten zu können, macht man entweder die in festem Abstand gehaltenen Sonden (Querelektroden) oder die Elektroden des Längsstromes verschiebbar. Die Stärke des Querstromes soll so klein als thunlich gewählt werden, um die Längsströmung möglichst wenig zu deformieren.

3. Räumliche Variation der Leitfähigkeit und Ionisation.

Wenn man mittels der Methode der Querströme ein verdünntes Gas untersucht, das von einer selbständigen Strömung durchflossen ist, so erhält man folgendes Resultat. Die Leitfähigkeit für kleine elektromotorische Kräfte des Querstromes ist in einem durchströmten Gase im allgemeinen räumlich variabel; sie ist in den leuchtenden Räumen größer als in den benachbarten dunklen. So ist sie in den hellen positiven

Schichten größer als in den dunklen, am größten ist sie in der negativen Glimmschicht, am kleinsten im dunklen Kathodenraume. Dies ist aus den zwei nachstehenden Figg. 85, 86 (nach

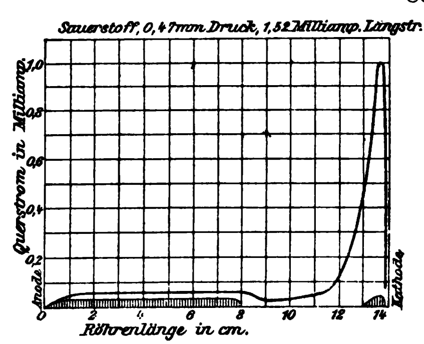


Fig. 85.

Wilson) zu ersehen. An ihrem Fuße sind die leuchtenden Partien durch Strichelung angedeutet.

Wie oben (S. 162) mitgeteilt ist, besitzt in der geschichteten Strömung das Spannungsgefälle in den leuchtenden Räumen

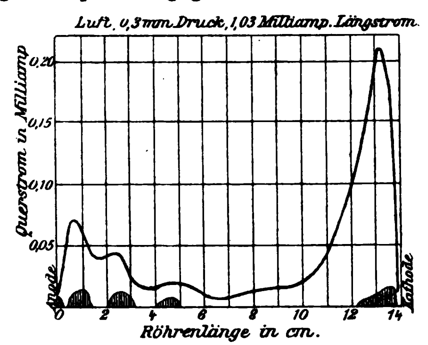


Fig. 86.

größere Werte als in den benachbarten dunklen, so hat es relative Maxima in den leuchtenden, relative Minima in den dunklen Teilen der positiven Schichten. Wollte man darum die Leitfähigkeit in diesem Falle nach der Formel $I_g = -\lambda \cdot q \cdot \frac{dV}{dx}$ berechnen, so würde man für die leuchtenden Teile einer geschichteten Strömung relative Minima, für die dunklen relative Maxima der Leitfähigkeit im Gegensatze zu dem obigen Resultate erhalten. Aber die Anwendung dieser Formel auf die

geschichtete Strömung ist eben nicht zulässig. Einmal treten nämlich in diesem Falle infolge der Ionendiffusion beträchtliche innere elektromotorische Kräfte auf; zweitens gilt überhaupt das Ohmsche Gesetz hier nicht mehr. Die Werte der Leitfähigkeit, die man für kleine elektromotorische Kräfte des Querstromes erhält, dürfen deshalb umgekehrt auch gar nicht zur Darstellung des Längsstromes durch die Formel $I_g = -\lambda \cdot q \cdot \frac{dV}{dx}$ verwendet werden.

Die Untersuchung der räumlichen Verteilung der Leitfähigkeit in einer Strömung, für welche das Ohmsche Gesetz nicht mehr gilt, hat den Wert, daß sie Aufschluß giebt über die räumliche Variation der Ionisation. Es ist ja $\lambda = \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)$. Nun sind v_p und v_n bei konstantem Gasdrucke räumlich nur sehr wenig variabel; ferner ist n_p in der Regel nahezu gleich n_n, wenigstens im Gasinnern. Darum kann man die mit dem Querstrom ermittelte Leitfähigkeit proportional der Ionisation setzen.

Demnach ist in einem durchströmten Gase die Ionisation im allgemeinen räumlich variabel; speziell ist sie in den leuchtenden Räumen selbständiger Strömungen größer als in den benachbarten dunklen; dies rührt (vergl. S. 65) daher, daß dort die Ionisierung durch Ionenstoß beträchtlicher ist als hier.

Untersucht man eine unselbständige Strömung mittels der Methode der Querströme auf die räumliche Verteilung der Leitfähigkeit und Ionisation, so findet man diese im Gasinnern konstant, an den Elektroden räumlich variabel und kleiner hier als dort und zwar an der Kathode viel kleiner als an der Anode; unter sonst gleichen Umständen ist die Ionisation speziell an der Kathode um so kleiner, je größer die Stärke des durch das Gas fließenden Stromes ist. Die Abhängigkeit der Ionisation an den Elektroden von der Stromstärke erklärt sich aus der elektrischen Konzentrationsänderung durch die Ionenverschiebung (vergl. unten).

4. Leitfähigkeit in der ungeschichteten positiven Lichtsäule.[1]

In der ungeschichteten positiven Lichtsäule ist auf längere Strecken das Spannungsgefälle räumlich konstant. Für sie

[1] Hittorf, W. A. **20**, 705, 1883; Homén, W. A. **26**, 55, 1885; **38**, 172, 1889; Riecke, W. A. **63**, 226, 1897; †Stark, A. Ph. **4**, 215, 1901.

kann darum nach dem oben Gesagten die Leitfähigkeit aus Stromstärke, Spannungsgefälle und Querschnitt berechnet werden.

Abhängigkeit von der Stromdichte. — In der positiven ungeschichteten Lichtsäule ist die Leitfähigkeit abhängig von der Stromdichte; sie nimmt mit dieser zu, sowohl wenn bei konstantem Querschnitt die Stromstärke wächst, als auch wenn bei konstanter Stromstärke der Querschnitt kleiner gewählt wird.

Im ersten Falle, wenn also die Stromstärke variabel, der Querschnitt konstant ist, läßt sich die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Stromdichte durch folgende Formel innerhalb ziemlich großer Grenzen darstellen (j Stromdichte in Milliampère für 1 cm², a und b Konstanten):

$$\lambda \cdot 10^3 = \frac{j}{a - bj}.$$

Die nachstehende Tabelle giebt ein Beispiel dieser Beziehung in Zahlen.

Stickstoff. Druck 6,3 mm, Querschnitt 1,766 cm².

Stromdichte Milliamp.	Leitfähigkeit $\lambda \cdot 10^6$
0,453	3,29
0,566	4,17
0,678	5,08
0,793	6,03
0,906	6,99
1,019	7,98
1,132	9,02
1,359	11,00

$$\lambda \cdot 10^3 = \frac{j}{145,5 - 17,66 \cdot j}$$

Wasserstoff. Druck 6,84 mm, Querschnitt 1,766 cm².

Stromdichte Milliamp.	Leitfähigkeit $\lambda \cdot 10^6$
0,364	3,47
0,459	4,42
0,665	6,52
0,815	8,06
0,890	8,86
1,055	10,60
1,165	11,80
1,320	13,80

$$\lambda \cdot 10^3 = \frac{j}{108,1 - 8,83 \cdot j}$$

Die Größe b ist in der obigen Gleichung um so kleiner, je kleiner der Querschnitt ist. In weiten Röhren ist darum die Leitfähigkeit angenähert proportional der Stromdichte.

Abhängigkeit von der Röhrenweite. — Bei gleicher Stromdichte ist in engen Röhren die Leitfähigkeit kleiner als in

weiten. Die beigefügte Figur 87 zeigt diese Zunahme der Leitfähigkeit mit dem Röhrenquerschnitte.

Diese Abhängigkeit erklärt sich aus zwei Gründen. Einmal werden von der Gefäßwand Ionen adsorbiert; zweitens giebt ein Teil der Ionen ihre kinetische Energie an die Gefäßwand ab, statt mit ihr neutrale Teilchen durch ihren Stoß zu ionisieren. Diese zwei Einflüsse sind um so größer, je

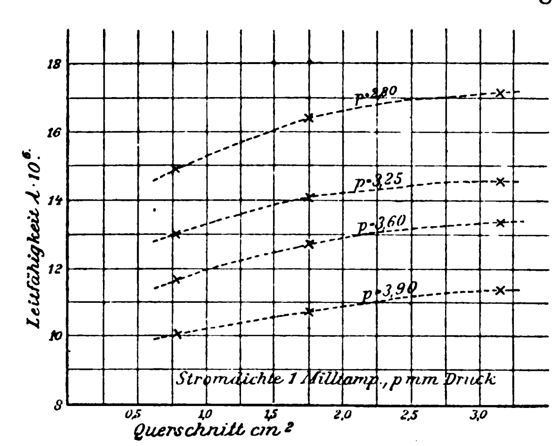


Fig. 87.

größer das Verhältnis von Umfang zur Fläche des Querschnittes, also je enger die Röhre ist.

Abhängigkeit vom Drucke. — Die Leitfähigkeit eines Gases in der positiven Lichtsäule ist, wie die nachstehende Tabelle zeigt, stark veränderlich mit dem Drucke. Sie nimmt zu, wenn dieser abnimmt. In großen Querschnitten ist sie angenähert umgekehrt proportional dem Gasdrucke.

Querschnitt 1,766; Stromdichte 0,565.

Druck	Leitfähigkeit · 10^6		Verhältnis
	Wasserstoff	Stickstoff	
8	4,84	3,57	1,35
7	5,38	3,99	1,35
6	6,14	4,51	1,36
5	7,11	5,17	1,37
4	8,76	6,03	1,45

Leitfähigkeit verschiedener Gase. — Um die Leitfähigkeiten verschiedener Gase miteinander vergleichen zu können, müssen sie auf die gleiche Stromdichte, den gleichen Querschnitt und gleichen Druck bezogen werden. Es empfiehlt sich, als Normalwerte dieser Größen mittlere Werte zu wählen, nämlich 1 Milliampère Stromdichte, 2 cm^2 Querschnitt und 4 mm Druck. Für diese Werte ist die Leitfähigkeit (in Ohm^{-1} cm^{-1})

des Stickstoffs $\lambda = 11{,}28 \cdot 10^{-6}$,

des Wasserstoffs $\lambda = 17{,}29 \cdot 10^{-6}$.

5. Leitfähigkeit von Flammen.[1]

Die Leitfähigkeit durchströmter Flammengase ist räumlich variabel; an den Elektroden, besonders an der Kathode, ist sie klein, im übrigen Teile bedeutend größer. Man darf aus diesem Grunde auch für ein Flammengas die Leitfähigkeit nicht aus der Elektrodenspannung und der Stromstärke berechnen. Sie ist vielmehr aus Spannungsgefälle, Stromstärke und Querschnitt an den Orten zu bestimmen, wo das Spannungsgefälle räumlich konstant ist, also in größerer Entfernung von den Elektroden.

Um die Leitfähigkeiten einer Flamme unter verschiedenen Verhältnissen wenigstens angenähert zu vergleichen, kann man als Maß der Leitfähigkeit die Stromstärken benützen, die man in verschiedenen Fällen für die gleiche elektromotorische Kraft bei gleichem Abstande, gleicher Temperatur und Größe der Elektroden erhält. Auf diese Voraussetzung gründen sich die nachstehenden Angaben.

Die Leitfähigkeit der nichtleuchtenden Bunsenflamme ist geringer als die der leuchtenden Kohlenstoffflamme; welchen Anteil die festen glühenden Kohlenstoffteilchen an der Leitung nehmen,

---

[1]) Buff, Ann. Chem. Pharm. **80**, 1, 1851; E. Becquerel, A. Ch. Ph. (3) **39**, 359, 1853; **42**, 109, 1854; Matteucci, Ph. M. (4) **8**, 400, 1854; Hittorf, P. A. **136**, 230, 1869; P. A. Jubelb. 1874, 437; Hoppe, W. A. **2**, 83, 1877; †Giese, W. A. **17**, 1, 236, 519, 1882; †Arrhenius, W. A. **42**, 18, 1891; de Hemptinne, Z. Ph. Ch. **12**, 244, 1893; **39**, 345, 1901; Braun, Z. Ph. Ch. **13**, 155, 1894; Smithells, Dawson u. Wilson, Pr. R. S. **64**, 142, 1899; H. A. Wilson, Ph. Tr. **142**, 499, 1899; †Warburg, A. Ph. **2**, 305, 1900; Marx, A. Ph. **2**, 774, 1900.

ist noch nicht aufgeklärt. Die Leitfähigkeit der Bunsenflamme ist in verschiedenen Teilen verschieden groß; sie ist am größten, wo die Temperatur am höchsten ist.

Dämpfe einer chemischen Verbindung in einer Bunsenflamme besitzen je nach ihrer Natur verschiedene Leitfähigkeiten. Dämpfe von Wasserstoffverbindungen, so von Säuren, erhöhen die Leitfähigkeit der reinen Flamme sehr wenig; dies gilt auch von Ammoniak und von Ammoniumverbindungen. Jenes verbrennt nämlich zu Wasser und Stickstoff und diese zerfallen in Ammoniak und Säure. Die Salze der schweren Metalle, ausgenommen Blei und Silber, vermehren die Leitfähigkeit der Bunsenflamme ebenfalls nur sehr wenig. Die Verbindungen von Magnesium, Calcium und Strontium erhöhen zwar die Leitfähigkeit beträchtlich; doch liegen bei ihnen die Verhältnisse nicht klar, da sie auf den Elektroden Niederschläge bilden, deren Einfluß sich nicht übersehen läßt.

Die Verbindungen von Natrium, Kalium, Lithium, Rubidium und Cäsium besitzen in der Bunsenflamme eine relativ große Leitfähigkeit; am besten leitet Kalium. Bei gleichen Konzentrationen leiten verschiedene Verbindungen dieser Metalle nahezu gleich gut; das Säureradikal hat also einen verschwindenden Einfluß. Die Leitfähigkeit ist nahezu proportional der Quadratwurzel aus der Konzentration; sie ist um so größer, je größer das Atomgewicht des Alkalimetalles ist.

II. Ionengeschwindigkeit.

1. Allgemeines.

Die spezifische positive und negative Ionengeschwindigkeit v_p bezw. v_n ist durch die Gleichung $V_p = v_p \cdot X$ bezw. $V_n = v_n \cdot X$ definiert (V Geschwindigkeit, X Kraft). Ihre Definition und Anwendung hat nur für diejenigen Fälle Sinn, in welchen das Ohm'sche Gesetz gilt, in welchen also die Ionengeschwindigkeit proportional der örtlichen Kraft gesetzt werden darf.

Die spezifischen Ionengeschwindigkeiten haben einen bestimmten Wert je nach der Definition der Einheit der Kraft. Im Folgenden werden sie in der Regel für das in Volt auf 1 cm ausgedrückte Spannungsgefälle angegeben. Um die so-

genannten absoluten Beweglichkeiten, d. h. die Geschwindigkeiten für das Spannungsgefälle Eins in elektromagnetischem Maße zu erhalten, hat man die angegebenen Werte mit 10^{-8} zu multiplizieren; um die Geschwindigkeit für das Spannungsgefälle in elektrostatischem Maße zu erhalten, hat man die gegebenen Werte mit 300 zu multiplizieren.

In den Fällen, in welchen die Geschwindigkeit der Ionen nicht mehr proportional der örtlichen Kraft gesetzt werden darf, besitzen natürlich die Ionen auch Geschwindigkeiten und zwar in der Regel sehr große. In diesen Fällen treten uns die Ionen als „Kathoden- und Kanalstrahlen" entgegen. Die Bestimmung von deren Geschwindigkeit wird in einem späteren Abschnitte besprochen.

Vorausgenommen sei die Bemerkung, daß die spez. Geschwindigkeiten der Ionen in Gasen beträchtlich größer sind als diejenigen der Ionen in Flüssigkeiten. Die größte spez. Geschwindigkeit in Wasser besitzt das Wasserstoffion; sie beträgt $2{,}94 \cdot 10^{-3}$ cm·sec^{-1} für 1 Volt auf 1 cm. Die Geschwindigkeit der positiven Ionen in Wasserstoffgas beträgt bei 760 mm Druck 5,67 cm·sec^{-1}, bei 10 mm Druck $4{,}31 \cdot 10^2$ cm·sec^{-1}. Allgemein ist bei 760 mm Druck die spez. Geschwindigkeit der Ionen in Gasen durchschnittlich 1000 bis 10000 mal größer als diejenige der Ionen in Flüssigkeiten.

2. Geschwindigkeit von lichtelektrisch zerstreuten Ionen.

Allgemeines. — Ist eine Metallfläche negativ geladen und wird sie mit ultraviolettem Licht bestrahlt, so lösen sich von ihr negative Ionen los und begeben sich in das umhüllende Gas. Stellt man der Platte eine zweite abgeleitete oder positiv geladene Platte gegenüber, so erhält man zwischen den zwei Platten einen elektrischen Strom. Ist das Spannungsgefälle zwischen den Platten nicht so groß, daß die von ihm bewegten negativen Ionen das Gas ionisieren, so besteht der lichtelektrische Strom lediglich in einer Bewegung negativer Ionen, die von der bestrahlten Fläche ausgehen. Es entsteht die Frage, mit welcher Geschwindigkeit sich diese im lichtelektrischen Strome bewegen.

Bestimmung durch mechanische Ablenkung.[1]) — In der nachstehenden Fig. 88 sei NN eine negativ geladene Metallplatte, PP ein isoliertes, mit einem Elektrometer verbundenes Drahtnetz, Q_1 und Q_2 seien Quarzplatten, L sei ein Lichtbogen, umschlossen von einem metallischen Schutzmantel, R sei eine Metallröhre, durch die in der Pfeilrichtung durch den Glaswollpfropfen G hindurch Luft geblasen werden kann.

Läßt man vom Lichtbogen ultraviolette Strahlen auf die Platte N fallen, so erhält man zwischen N und P einen Strom negativer Ionen, das Elektrometer zeigt auf P negative Ladung an. Bläst man gleichzeitig Luft zwischen Platte und Drahtnetz durch, so zeigt das Elektrometer eine geringere negative Ladung an. Es wird nämlich ein Teil der lichtelektrisch zerstreuten negativen Ionen von dem Luftstrome mit fortgerissen und kann nicht zum Drahtnetze gelangen. Steigert man die Geschwindigkeit des Luftstromes entsprechend, so kann man das Auftreten einer negativen Ladung auf dem Drahtnetze fast ganz verhindern.

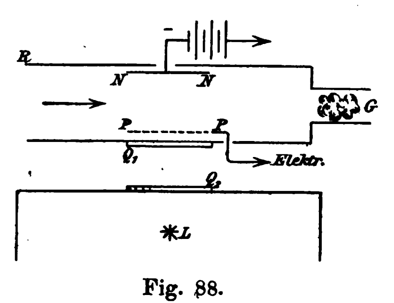


Fig. 88.

Aus dem Verhältnis k der negativen Drahtnetzladung bei wirkendem Luftstrom zur Ladung ohne Luftstrom, aus der Geschwindigkeit c des Luftstromes, dem Abstande a von Platte zu Netz, der Länge l der Elektroden und der Spannungsdifferenz V zwischen ihnen läßt sich die spez. Geschwindigkeit v_n der negativen Ionen ermitteln. Es ist $v_n = \frac{c \cdot a^2}{V \cdot l \cdot k}$.

Diese Methode liefert $v_n = 1{,}5\,\text{cm}\cdot\text{sec}^{-1}$ für 1 Volt $\times\,\text{cm}^{-1}$. Sie ist indessen nicht ganz einwandsfrei und läßt keine besonders genauen Beobachtungen zu.

Bestimmung aus dem Spannungsabfall.[2]) — Zwischen einer negativ geladenen belichteten Platte und einem abgeleiteten Drahtnetze soll wieder ein lichtelektrischer Strom übergehen.

[1]) Rutherford, Pr. Cambr. S. 9, 401, 1898.
[2]) Buisson, C. R. 127, 224, 1898.

Es ist dann offenbar zwischen Platte und Netz freie negative Ladung vorhanden. Bezeichnet ϱ die räumliche elektrische Dichte, x die Richtung von Netz zur Platte, V die Spannung, so gilt

$$\frac{d^2 V}{d x^2} = -4 \pi \varrho .$$

Ist q der Querschnitt des lichtelektrischen Stromes, v_n wieder die spez. Geschwindigkeit der negativen Ionen, so gilt für die Stromstärke

$$i_n = -q \cdot \varrho \cdot v_n \cdot \frac{d V}{d x} .$$

Nun läßt sich $\frac{d^2 V}{d x^2}$ und darum auch ϱ und $\frac{d V}{d x}$ mit Hilfe eines Tropfkollektors und eines Elektrometers ermitteln, i_n und q lassen sich messen. Aus den zwei vorstehenden Gleichungen läßt sich dann v_n berechnen. Es wurde mit Hilfe dieser Methode für Luft von atmosphärischem Drucke gefunden $v_n = 2{,}5\,\mathrm{cm \cdot sec^{-1}}$ für $1\,\mathrm{Volt} \times \mathrm{cm}^{-1}$. Schwierig ist bei dieser Methode eine genaue Bestimmung zweier räumlich benachbarter Werte von V.

Bestimmung mittels Wechselstromes.[1] — Es sei in der nachstehenden Fig. 89 N wieder die ultraviolett bestrahlte Metallplatte, P das Drahtnetz. N sei verbunden mit einem Elektrometer, P mit dem einen Pole einer Wechselstromquelle. Es spielt sich dann folgender Vorgang ab. Ist P während einer halben Periode des Wechselstromes negativ geladen, so sitzt während dieser Zeit auf N eine positive Influenzladung; auf eine positive Ladung wirkt aber das Licht nicht zerstreuend. In der folgenden halben Periode ist P positiv geladen und N negativ durch Influenz. Nunmehr zerstreut die Bestrahlung negative Ladung von N. Es begeben sich negative Ionen von N weg in das Gas hinein auf die Wanderung nach P. Sie lassen dabei N und das Elektrometer mit einer positiven Gesamtladung zurück; Voraussetzung ist jedoch dabei, daß negative Ionen wirklich an P ankommen und hier neutralisiert werden. Dies ist auch bei kleinen Abständen zwischen P und N der Fall. Bei großen trifft dies nicht mehr zu; es können nämlich dann negative Ionen während einer halben Periode nicht mehr den

[1]) Rutherford, Pr. Cambr. S. 9, 410, 1898.

ganzen Weg zwischen N und P zurücklegen. Während sie noch unterwegs sind, kehrt sich die Stromrichtung und die Richtung des Spannungsgefälles um und die negativen Ionen werden wieder zurück nach N getrieben. Zwischen großen und kleinen Abständen giebt es einen, bei dem während einer halben Periode negative Ionen gerade noch nach P gelangen, bei dem also das Elektrometer auf N gerade noch eine positive Gesamtladung anzeigt. Aus diesem Abstande a läßt sich mit Hilfe der Periode T, dem Maximalwerte der Spannung V_0 unter Annahme eines sinusförmigen Wechselstromes die spez. Geschwindigkeit v_n der ultraviolett zerstreuten negativen Ionen in folgender Weise berechnen.

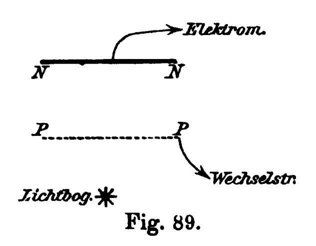


Fig. 89.

Es sei dx ein Wegelement der negativen Ionen, das Spannungsgefälle gleich $\frac{V_0}{a} \cdot \sin 2\pi \frac{t}{T}$, so gilt

$$dx = v_n \cdot dt \cdot \frac{V_0}{a} \cdot \sin 2\pi \frac{t}{T} \, .$$

Integriert man diese Gleichung für dasjenige Zeitintervall, für welches die vordersten negativen Ionen gerade noch P erreichen, also für die Zeit $\frac{T}{2}$, so erhält man

$$v_n = \frac{a^2 \cdot \pi}{V_0 \cdot T} \, .$$

a, V_0 und T lassen sich nun mit ziemlich großer Genauigkeit bestimmen. Diese Methode liefert darum v_n verhältnismäßig genau, sie ergab für Luft $v_n = 1{,}45 \, \mathrm{cm} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$ für $1 \, \mathrm{Volt} \times \mathrm{cm}^{-1}$.

Von den drei besprochenen Methoden zur Bestimmung der spez. Geschwindigkeit ultraviolett zerstreuter negativer Ionen verdient die Wechselstrommethode das meiste Vertrauen, mit ihr wurden auch weitergehende Untersuchungen angestellt. Hier seien darum nur die mit ihr erhaltenen Resultate mitgeteilt.

Für die spez. Geschwindigkeit der negativen Ionen in ver-

schiedenen Gasen beim Atmosphärendruck wurden folgende Zahlen erhalten.

Spez. Geschwindigkeit zerstreuter negativer Ionen.

Gas	Geschwindigkeit	Verhältnis
Luft	1,4	1
Wasserstoff . . .	3,9	2,8
Kohlensäure . .	0,78	0,56

Die Geschwindigkeit der Ionen kann wenigstens bei Atmosphärendruck dem Spannungsgefälle proportional gesetzt werden. Bestimmt man nämlich für verschiedene Maximalspannungen mit der Wechselstrommethode die spez. Geschwindigkeit, so erhält man keine großen Abweichungen. Dies geht aus der folgenden Tabelle hervor.

Geschwindigkeit und Spannungsgefälle.

Elektrodenspannung	Spez. Geschwindigkeit
95	1,46
365	1,43
700	1,33

Es ist zu erwarten, daß mit abnehmendem Druck die spez. Geschwindigkeit abnimmt. Wie die nachstehende Tabelle zeigt, ist sie von Atmosphärendruck bis mindestens 34 mm Druck dem Gasdruck umgekehrt proportional.

Spez. Geschwindigkeit und Druck.

Druck mm	Spez. Geschwindigkeit $cm \cdot sec^{-1}$	Druck × Geschwindigkeit
765	1,4	1071
323	3,36	1085
162	7,3	1183
140	7,8	1092
95	11,9	1130
58	20,3	1177
34	33,6	1142

3. Geschwindigkeit der Ionen im Spitzenstrom.[1]

Theoretisches. — In einem positiven oder negativen Spitzenstrom findet an der Spitze in beschränktem Gebiete selbstständige Ionisierung durch das Spannungsgefälle und bewegte Ionen statt. Von dem Ionisierungsgebiet weg nach einem ableitenden Körper, gewöhnlich einer Platte, bewegen sich in der Hauptsache nur Ionen des einen Zeichens. Es ist darum in dem Gase zwischen Spitze und ableitendem Körper eine innere elektrische Ladung vorhanden. Auf diese übt das Spannungsgefälle eine forttreibende Wirkung aus, und ist Reibung

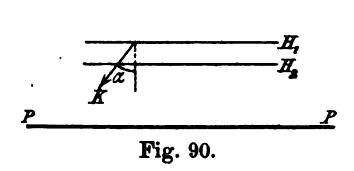


Fig. 90.

zwischen den Ionen und dem neutralen Gase vorhanden, so erfährt auch dieses einen Zug oder Antrieb zwischen Spitze und ableitendem Körper.

Es sei in der Fig. 90 S die Spitze, auf welcher ein Spitzenstrom sitzt; P die ableitende Platte; die Richtung und auch der Abstand von S nach P sei mit x bezeichnet; H_1 und H_2 seien zwei Ebenen im Abstand dx normal zu x; df sei ein Flächenelement auf H_1, K die Richtung des Spannungsgefälles in ihm, α der Winkel zwischen diesem und x; ϱ sei die räumliche Dichte der inneren Ladung, i die Stromstärke v_p bezw. v_n die spez. Ionengeschwindigkeit.

Wir setzen die Geschwindigkeit der im Spitzenstrome wandernden Ionen proportional dem örtlichen Spannungsgefälle. Die normal durch df hindurchgehende Stromstärke di ist dann

$$di = \varrho \cdot v \cdot K \cdot \cos\alpha \cdot df \cdot dx.$$

Bei großer Reibung ist der auf das Gasvolumenelement $df \cdot dx$ in der Richtung x ausgeübte Druck p, soweit er von der Ladung des Elementes selbst herrührt:

$$d^2 p = \varrho \cdot K \cdot \cos\alpha \cdot df \cdot dx.$$

[1] Chattock, Ph. M. (5), 48, 401, 1899; Chattock, Walker u. Dixon, Ph. M. (6) 1, 79, 1901.

Aus den zwei Gleichungen ergiebt sich:

$$v_p = i_p \cdot x/p_p \quad \text{bezw.} \quad v_n = i_n \cdot x/p_n.$$

In diesen Gleichungen ist p der Druck, der auf die Fläche P ausgeübt wird. Durch Messung der drei Größen i, x und p lassen sich die positive und die negative spez. Ionengeschwindigkeit ermitteln.

Methode. Die Schwierigkeit der Aufgabe, auf dem angegebenen Wege Ionengeschwindigkeiten in einem Spitzenstrome

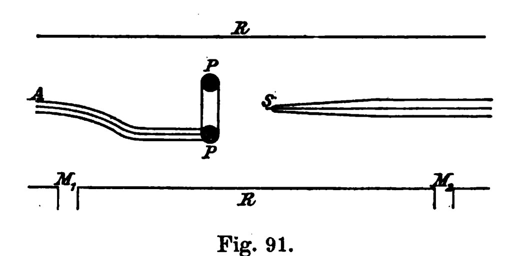


Fig. 91.

zu bestimmen, liegt in der Messung des Druckes p. Dieser läßt sich in zweierlei Weise ermitteln.

Entweder kann man den vom Punktstrome hervorgebrachten Druck p_f in den einzelnen Elementen df der Ebene P ermitteln und dann über die Ebene integrieren; es ist dann nämlich $p = \int^{\text{Ebene } P} p_f \cdot df$. Zu diesem Behufe läßt man P feststehen, bringt in ihrer Mitte eine kleine Öffnung an, die zu einem empfindlichen Manometer führt und verschiebt dann die Spitze S parallel zu P.

Oder man bestimmt manometrisch den Gesamtdruck p, indem man als ableitenden Körper nicht eine Platte, sondern einen dünnen Ring benützt. Diese Versuchsanordnung ist aus der beigegebenen Fig. 91 zu ersehen.

R ist eine Glasröhre von 6,26 cm innerem Durchmesser; S ist die Spitze aus Platin, eingeschmolzen in Glas bis auf wenige Millimeter; PP ist der Querschnitt des Ringes; A seine Ableitung in einem Glasrohre über ein Galvanometer zur Erde;

M_1 und M_2 sind die Rohröffnungen, die zu einem empfindlichen Manometer führen.

Bei Anbringung entsprechender Korrektionen sind mittels der Druckmethode (Ring) für die spez. Ionengeschwindigkeit im Spitzenstrom bei atmosphärischem Druck und Zimmertemperatur ziemlich sichere Werte gefunden worden. In der nachstehenden Tabelle sind sie für trockene Gase zusammengestellt (v spez. Ionengeschwindigkeit in $cm \cdot sec^{-1}$ für 1 Volt $\times$ cm^{-1}.

Spez. Ionengeschwindigkeit im Spitzenstrom.

Gas	v_n	v_p	v_n / v_p
Wasserstoff . .	6,41	4,64	1,38
Sauerstoff . . .	1,57	1,10	1,42
Kohlensäure . .	0,88	0,79	1,11
Luft	1,55	1,14	1,36

4. Geschwindigkeit von Ionen ausgehend von Flamme und Lichtbogen.[1])

Allgemeines, Methode der Stromvergleichung. — Man kann eine Gaspartie haben, die stark ionisiert und von nicht ionisiertem Gase umgeben ist. Dieser Fall liegt vor bei einer Flamme, einem Lichtbogen, einem Bündel von Röntgen-, Becqerel- und ultravioletten Strahlen. Stellt man einer solchen ionisierten Gaspartie eine Elektrode gegenüber, so daß sie sich in nicht ionisiertem Gase befindet, bringt man weiter in unmittelbare Nähe des Ionisationsgebietes oder in dieses hinein eine zweite Elektrode und legt zwischen die zwei Elektroden eine Spannungsdifferenz, so erhält man einen elektrischen Strom, auf dessen Bahn sich in der Hauptsache nur Ionen des einen Zeichens bewegen. Von dem Ionisationsgebiet bewegen sich nämlich durch das nicht ionisierte Gas nach der entfernten Elektrode nur positive oder nur negative Ionen, je nachdem

[1]) Child, Ph. R. 12, 65, 137, 1901; Ph. Z. 3, 158, 1902; Rutherford, Ph. M. (6) 2, 222, 1901.

diese negativ oder positiv ist. Man hat also hier einen unipolaren Strom vor sich, wie es der lichtelektrische Strom ist. Es läßt sich darum auch bei ihm die spez. Ionengeschwindigkeit aus dem Spannungsabfall zwischen Ionisationsgebiet und der außer ihr liegenden Elektrode bestimmen.

Ist die Ionisation in der ionisierten Gaspartie groß, so kann man annehmen, daß in der betrachteten unipolaren Strömung die räumliche Dichte der Ladung ($\varrho_p = n_p \cdot \varepsilon$, bezw. $\varrho_n = n_n \cdot \varepsilon$) zwischen Ionisationsgebiet und Elektrode für die positive Strömung ebenso groß ist wie für die negative ($\varrho_p = \varrho_n = \varrho$), daß in den beiden Fällen lediglich die Ionengeschwindigkeit verschieden ist. Es ist dann:

$$i_p = \varrho \cdot v_p X_p, \quad i_n = \varrho \cdot v_n \cdot X_n,$$

$$\frac{v_n}{v_p} = \frac{i_n \cdot X_p}{i_p \cdot X_n}.$$

Nun läßt sich die Stromstärke und das Spannungsgefälle für die positive und negative unipolare Strömung bestimmen, und daraus läßt sich dann das Verhältnis der spez. Ionengeschwindigkeit berechnen.

Man darf bei der Methode der Bestimmung aus dem Spannungsabfall (S. 245) und der eben entwickelten Methode der Stromvergleichung nicht übersehen, daß man die spez. Geschwindigkeiten oder ihr Verhältnis lediglich im nicht ionisierten Gase erhält, nicht aber in der ionisierten Gaspartie selbst. Die Geschwindigkeiten hier und dort sind nur dann wenig verschieden, wenn hier die Ionisation nicht sehr groß ist, was zumeist zu trifft, und wenn das Gas hinsichtlich Druck, Temperatur und chemischer Natur hier und dort gleich beschaffen ist.

Resultate. — Für die Ionen, die von einer Bunsenflamme ausgehend in atmosphärischer Luft wandern, wurde die spez. Geschwindigkeit nach der Methode des Spannungsabfalls bestimmt. Es ergab sich $v_n = 2{,}6\ \mathrm{cm \cdot sec^{-1}}$, $v_p = 2{,}2\ \mathrm{cm \cdot sec^{-1}}$. In der gleichen Weise wurde für Ionen, die von einem Kohlenlichtbogen ausgehen, gefunden $v_n = 0{,}82\ \mathrm{cm \cdot sec^{-1}}$, $v_p = 1{,}47\ \mathrm{cm \cdot sec^{-1}}$. Selbverständlich haben die Ionen in der Flamme und im Licht-

bogen selbt, entsprechend den geänderten Verhältnissen, andere spez. Geschwindigkeiten.

Die angeführten Zahlen können wegen der ungenauen Methode und der variablen Temperatur zwischen Ionisierungsgebiet und ableitender Elektrode nicht zuverlässig sein und nur die Größenordnung angeben.

Auffallend ist Folgendes. In den gewöhnlichen Gasen ist die negative spez. Ionengeschwindigkeit durchgehend größer als die positive. Für Metalldämpfe scheint dies nicht mehr ohne Ausnahme zu gelten. Vielleicht haben die positiven Ionen, die von einem Metalldampf in Luft übergehend hier schneller wandern als die negativen, auch im Metalldampf selbst eine größere spez. Geschwindigkeit.

5. Ionengeschwindigkeit in Flammen und heißen Gasen.[1]

In Flammen, in Gasen, die in Röhren von außen erhitzt wurden, und in den heißen Gasen, die von einer Flamme aufsteigen, sind die spez. Ionengeschwindigkeiten bereits bestimmt worden und zwar mittels mechanischer Ablenkung oder durch Kompensation mit einem Gasstrom. Indes sind diese Bestimmungen nicht sehr zuverlässig, sie geben kaum die Größenordnung der spez. Ionengeschwindigkeiten richtig. In Flammengasen liegen zudem verwickelte Verhältnisse vor; einmal sind sie ein Gemisch mehrerer Gase, sodann sind sie in verschiedenen Teilen chemisch verschieden zusammengesetzt und auch verschieden temperiert. Hier seien lediglich die qualitativen Resultate der Untersuchungen über die Ionengeschwindigkeiten in den betrachteten Fällen mitgeteilt.

In Flammen und heißen Gasen nehmen die positive und die negative spez. Ionengeschwindigkeit zu mit wachsender Temperatur. Die negative Ionengeschwindigkeit ist in der Regel beträchtlich größer als die positive.

---

[1] Mc Clelland, Ph. M. (5), **46**, 36, 1898; H. A. Wilson, Ph. Tr. **192**, 514, 1898.

6. Geschwindigkeit von Ionen erzeugt durch Röntgen-, ultraviolette oder Becquerelstrahlen.

Bestimmung der Summe der Geschwindigkeiten.[1]) — Das Gas zwischen zwei Platten werde durch Röntgenstrahlen ionisiert. Der Abstand der Platten sei l, V die Spannungsdifferenz zwischen ihnen. I sei die Sättigungsstromstärke, $v_p + v_n$ die Summe der spez. Ionengeschwindigkeiten für 1 Volt auf 1 cm, T die Zeit, während welcher nach Aufhören der Strahlung die Zahl der Ionen auf die Hälfte fällt. Wie sich zeigen läßt, gilt dann die Gleichung:

$$\frac{i}{\sqrt{I(I-i)}} = \frac{V\cdot(v_p + v_n)\cdot T}{l^2}$$ oder für einen kleinen Wert von $\frac{i}{I}$:

$$\frac{i}{I} = \frac{V\cdot(v_p + v_n)\cdot T}{l^2}.$$

Die Größen $\frac{i}{I}$, V, T, l können experimentell bestimmt und aus ihnen kann dann $v_p + v_n$ berechnet werden. Es wurden für verschiedene Gase die in der nachstehenden Tabelle angegebenen Werte gefunden.

Gas	$v_p + v_n = \mathrm{cm}\cdot\mathrm{sec}^{-1}$
Wasserstoff . .	10,4
Sauerstoff . . .	2,8
Stickstoff . . .	3,2
Luft	3,2
Kohlensäure . .	2,15
Schwefeldioxyd .	0,99
Chlor	2,0
Salzsäuregas . .	2,55

Bestimmung durch mechanische Ablenkung.[2]) — In der Fig. 92 sei R eine Metallröhre; durch E_1 soll Gas eingepreßt, durch E_2 abgelassen werden. G sei ein Pfropf aus Glaswolle, um das in die Röhre geblasene Gas von Staub zu reinigen. Senkrecht zur Axe der Röhre seien von ihr isoliert die Drahtnetze

[1]) Rutherford, Ph. M. (5) **44**, 429, 1897.

[2]) Zeleny, Ph. M. (5) **46**, 120, 1898; Rutherford, Ph. M. (5) **47**, 145, 1899; Ph. Tr. **195**, 193, 1900; Lenard, A. Ph. **3**, 310, 1900.

A und B eingesetzt. A sei mit einem Elektrometer verbunden, B mit dem Pol einer Batterie, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet ist. Von O aus sollen durch ein Bleidiaphragma D hindurch Röntgenstrahlen durch das Gas zwischen den zwei Drahtnetzen fallen können.

Ruht die Luft in der Röhre und wirken die Röntgenstrahlen, so zeigt das Elektrometer auf A eine positive oder negative Ladung an, da unter dem Antrieb des Spannungsgefälles Ionen von B nach A wandern. Wirkt der Bewegung dieser Ionen ein von E_1 nach E_2 gehender Gasstrom entgegen,

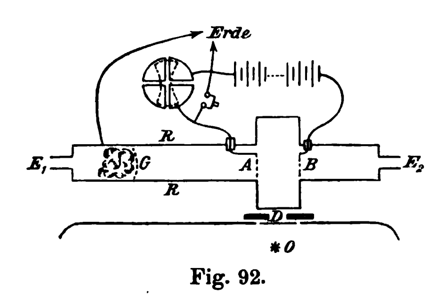


Fig. 92.

so wandern sie mit einer kleineren Geschwindigkeit nach A, dessen Ladung wird darum kleiner.

Man kann nun B einmal positiv, das andere Mal negativ laden, also einmal positive, sodann negative Ionen von B nach A wandern lassen. In beiden Fällen sende man mit gleicher Geschwindigkeit ihnen einen Gasstrom von E_1 noch E_2 entgegen und wähle im zweiten Falle das Spannungsgefälle so, daß A in derselben Zeit wie im ersten Falle eine gleich große Ladung annehme. Dann bewegen sich die positiven und die negativen Ionen entgegen dem Gasstrom mit gleicher Geschwindigkeit, aber unter verschiedenem Spannungsgefälle (X_p bezw. X_n); es gilt dann $\frac{v_p}{v_n} = \frac{X_n}{X_p}$.

Mittels dieser Methode* läßt sich darum das Verhältnis der spez. Ionengeschwindigkeiten ermitteln. Es wurden für verschiedene Gase die in folgender Tabelle enthaltenen Werte gefunden; sie sind nicht sehr genau, zudem beziehen sie sich teilweise auf feuchte Gase; Feuchtigkeit aber beeinflußt die Ionengeschwindigkeiten beträchtlich.

Gas	v_n / v_p
Luft	1,24
Sauerstoff . . .	1,24
Stickstoff . . .	1,23
Wasserstoff . .	1,14
Leuchtgas . . .	1,15
Kohlensäure . .	1,00
Ammoniak . . .	1,045
Acetylen . . .	0,985

Statt einen Gasstrom wandernden Ionen entgegen zu leiten, kann man ihn senkrecht zu deren Richtung laufen lassen. Man lenkt dann die Ionen mechanisch aus ihrer Bahn ab. Es wurde bereits oben angegeben, wie nach dieser Methode die spez. Geschwindigkeit lichtelektrisch zerstreuter Ionen bestimmt werden kann. Sie läßt sich modifiziert auch auf die Ionen anwenden, die durch Röntgenstrahlung erzeugt werden.

Ein engerer Metallcylinder sei konaxial in einen weiteren geschoben, beide seien voneinander isoliert. Der innere engere Cylinder sei senkrecht zur Axe in zwei Hälften H_1 und H_2 geteilt, diese seien durch einen dünnen Nichtleiter voneinander isoliert. H_1 und der äußere Cylinder seien mit je einem Pole einer Batterie verbunden, H_2 mit einem Elektrometer. Durch den Zwischenraum zwischen den zwei Cylindern hindurch soll in axialer Richtung ein Gasstrom geleitet werden können. Senkrecht zur Axe werde zwischen dem äußeren Cylinder und H_1 ein schmales Röntgenstrahlenbündel gesandt. Wirkt der Gasstrom nicht, so wandern Ionen von dem äußeren Cylinder in radialer Richtung nach H_1, H_2 wird von ihnen nicht berührt; wirkt gleichzeitig der Gasstrom, so werden diejenigen Ionen, die auf den inneren Cylinder zuwandern, vom Gasstrom seitlich abgelenkt und treffen H_2, was durch das Elektrometer angezeigt wird.

Die Strecke, um welche die Ionen in axialer Richtung von dem Gasstrome fortgetrieben werden, sei x. R sei der innere Radius des äußeren Cylinders, r der äußere Radius des inneren Cylinders, V die Spannung des äußeren Cylinders, der innere sei geerdet, c sei die mittlere Geschwindigkeit des Gasstromes, dann gilt $v_p = \frac{c\,(R^2 - r^2)}{2 \cdot V \cdot x} \cdot \log \text{nat} \frac{R}{r}$.

Nach dieser Methode wurden mit ziemlich großer Genauigkeit die spez. Geschwindigkeiten bestimmt. Die erhaltenen Werte giebt die nachstehende Tabelle.

Spez. Geschwindigkeit von Ionen erzeugt durch Röntgenstrahlen.

Gas	v_n	v_p	v_n/v_p
Luft trocken . . .	1,87	1,36	1,375
„ feucht . . .	1,51	1,37	1,100
Sauerstoff trocken .	1,80	1,36	1,320
„ feucht .	1,52	1,29	1,180
Kohlensäure trocken	0,81	0,76	1,070
„ feucht .	0,75	0,82	0,915
Wasserstoff trocken	7,95	6,70	1,190
„ feucht .	5,60	5,30	1,050

Es ist zu vermuten, daß sich in einem durch ultraviolette Strahlen ionisierten Gase die gleichen Werte für die Ionengeschwindigkeiten ergeben. In einer angenäherten Bestimmung der negativen Ionengeschwindigkeit ergab sich für Luft $v_n = 3{,}13\ \mathrm{cm} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$. Daß auch in diesem Falle die negative Ionengeschwindigkeit beträchtlich größer ist als die positive, zeigt folgender Versuch. Durch ein ultraviolettes Lichtbündel werde ein Gas ionisiert; seitlich und außerhalb von ihm sei eine Metallplatte aufgestellt, so daß sie von den Lichtstrahlen nicht getroffen werde. Die Platte verliert dann eine positive Ladung schneller als eine negative, weil die negativen Ionen schneller als die positiven zu ihr aus dem Lichtbündel wandern.

Verhältnis der Geschwindigkeiten aus der Diffusion.[1]) — Hat man freie Ionen in einem Gase, so besitzen sie wie die neutralen Gasteilchen einen Druck entsprechend ihrer Zahl in der Volumeneinheit und der absoluten Temperatur. Nimmt dieser Druck nach einer Richtung ab, besteht also ein Druckgefälle, so bewegen sich oder diffundieren die Ionen in dieser

[1]) Townsend, Ph. Tr. **193**, 129, 1899; Pr. R. S. **67**, 122, 1900.

Richtung. Das Druckgefälle stellt eine Kraft dar, unter welcher sich die Ionen bewegen. Ihre Diffusionsgeschwindigkeit hängt darum von dem Druckgefälle ab und einer spez. Größe, dem Diffusionskoëffizienten k. Wie nahe liegt, besteht zwischen diesem und der spez. Ionengeschwindigkeit eine innige Beziehung. Ist n die Anzahl der Ionen in der Volumeneinheit, p ihr Druck, ε ihre Ladung, so gilt

$$v_p = \frac{k_p \cdot \varepsilon}{300} \cdot \left(\frac{n}{p}\right)_p \quad \text{bezw.} \quad v_n = \frac{k_n \cdot \varepsilon}{300} \cdot \left(\frac{n}{p}\right)_n .$$

Die Größen $\left(\frac{n}{p}\right)$ hängen lediglich von der Temperatur ab. Ist diese konstant und $n_p = n_n$, so ist $\left(\frac{n}{p}\right)_p = \left(\frac{n}{p}\right)_n$. Für diesen Fall gilt darum

$$\frac{v_n}{v_p} = \frac{k_n}{k_p} .$$

Indem man also die Diffusionskoëffizienten der positiven und der negativen Ionen bestimmt, kann man das Verhältnis ihrer spez. Geschwindigkeiten ermitteln. Jene Bestimmung läßt sich in folgender Weise ausführen.

An festen Körpern wie Metallen werden positive und negative Ionen festgehalten (vergl. Ionenadsorption). An der Oberfläche eines Metalles besitzt darum ein Gas immer eine geringere Ionisation als in einiger Entfernung davon. Gegen die Oberfläche hin besteht darum ein Gefälle des Partialdruckes, es findet gegen sie eine beständige Diffusion statt. Diese Diffusion der Gasionen gegen metallische Oberflächen läßt sich nun in folgender Weise verwerten. Man leitet ionisiertes Gas einmal durch eine größere Zahl von langen engen Röhrchen, sodann Gas von gleicher Ionisation durch eine Zahl sehr kurzer Röhrchen und bestimmt in beiden Fällen die Ionisation nach dem Austreten aus den Röhrchen. In dem ersten Falle ist sie klein, in dem zweiten noch beträchtlich. Aus einer solchen Bestimmung lassen sich dann die Diffusionskoëffizienten berechnen. Es wurden folgende Werte erhalten.

Gas	k_n	k_p	$k_n/k_p = v_n/v_p$
Luft trocken . . .	0,043	0,028	1,54
„ feucht . . .	0,035	0,032	1,09
Sauerstoff trocken .	0,0396	0,025	1,58
„ feucht .	0,0358	0,0288	1,24
Wasserstoff trocken	0,190	0,123	1,54
„ feucht	0,142	0,128	1,11
Kohlensäure trocken	0,026	0,023	1,13
„ feucht	0,0255	0,245	1,04

Nach der angedeuteten Methode wurde auch die Abhängigkeit des Diffusionskoëffizienten vom Drucke untersucht. Da die spez. Geschwindigkeit bei konstanter Temperatur proportional dem Diffusionskoëffizienten ist, so hängt sie in der gleichen Weise wie dieser vom Drucke ab. Es sei hierfür folgende Tabelle mitgeteilt; sie bezieht sich auf trockene Luft.

Druck p mm	k_p	$k_p \cdot p$	k_n	$k_n \cdot p$
772	0,0317	24,5	0,0429	33,0
550	0,0420	23,1	0,0542	29,8
400	0,0578	23,1	0,078	31,2
300	0,078	23,4	0,103	30,9
200	0,118	23,6	0,155	31,0

Was sich schon für die lichtelektrisch zerstreuten negativen Ionen ergeben hat, das zeigt sich auch hier wieder; es ist die spez. Ionengeschwindigkeit in einem weiten Druckgebiete umgekehrt proportional dem Drucke.

Bemerkt sei noch, daß sich bei Verwendung von Becquerelstrahlen als Ionisator in allen vorstehenden Untersuchungen die gleichen Resultate ergaben wie bei Verwendung von Röntgenstrahlen.

7. Zusammenfassung der Resultate, Folgerungen.

Verschiedener Ursprung der Ionen. — Wie in dem Vorstehenden berichtet wurde, ist die spez. Ionengeschwindigkeit für denselben Fall bereits nach mehreren Methoden bestimmt

worden. Die Resultate, welche verschiedene Methoden lieferten, stimmen im allgemeinen schlecht überein. Es ist dies begreiflich. Einmal giebt die einzelne Methode für sich nicht sehr genaue oder beträchtlich schwankende Werte, sondann haben auch nicht alle Beobachter unter reinen oder unter den gleichen Verhältnissen gearbeitet. Jedenfalls aber haben sämtliche Methoden dieselbe Größenordnung für die spez. Ionengeschwindigkeiten ergeben, und die Werte, die im nächsten Abschnitte als die zuverlässigsten zusammengestellt sind, dürfen als bis auf 10 $^0/_0$ genau betrachtet werden.

In einem Gase läßt sich auf verschiedene Weise Ionisation herstellen. Es sind zwei Hauptfälle zu unterscheiden. Erstens können von außen her in das Gas Ionen geschafft werden, welche also diesem selbst nicht entstammen; dies findet bei der Elektrisierung statt, so bei der lichtelektrischen Zerstreuung und bei der Entnahme von Ionen aus einer Flamme oder einem Lichtbogen; diese Art von *Ionisation* heißt *fremde*. Zweitens können die Ionen aus neutralen Teilchen des Gases selbst durch Ionisierung erzeugt worden sein, sei es durch eine ionisierende Strahlung, durch Erhitzung oder durch Ionenstoß; diese Art von *Ionisation* heißt *heimische*.

Von vornherein ist zu erwarten, daß bei fremder Ionisation eines Gases die spez. Ionengeschwindigkeit wohl angenähert die gleiche sei wie bei heimischer Ionisation, aber von ihr doch verschieden. Dies scheint denn auch wirklich der Fall zu sein. So sind die spez. Geschwindigkeiten für ultraviolett zerstreute Ionen in Wasserstoff $v_n = 3{,}9$, in Luft $v_n = 1{,}4$; für Ionen, die durch Röntgenstrahlen erzeugt sind, ist in Wasserstoff $v_n = 6{,}41$, in Luft $v_n = 1{,}55$.

Dagegen ist andererseits zu erwarten, daß *bei heimischer Ionisation die spez. Ionengeschwindigkeit unabhängig sei von der Art der Ionisierung.* Hierfür sprechen in der That die Versuche. Nach diesen ist sie mit sehr großer Annäherung die gleiche, mag das Ion in einem Gase durch Röntgen-, Becquerel- oder ultraviolette Strahlen oder durch die elektrische Kraft und durch Ionenstoß erzeugt sein.

Spez. Ionengeschwindigkeit bei atmosphärischem Drucke, Abhängigkeit vom Drucke. — Die nachstehende Tabelle giebt die Mittelwerte der Tabellen auf S. 257 und S. 259.

Spez. Ionengeschwindigkeit bei 760 mm Druck
in cm·sec^{-1} für 1 Volt × cm^{-1}.

Gas	v_n	v_p	v_n / v_p
Wasserstoff trocken	7,18	5,67	1,26
„ feucht .	5,60	5,30	1,05
Sauerstoff trocken .	1,68	1,36	1,25
„ feucht .	1,52	1,29	1,18
Luft trocken . . .	1,71	1,25	1,36
„ feucht . . .	1,51	1,37	1,10
Kohlensäure trocken	0,84	0,78	1,08
„ feucht .	0,75	0,82	0,91

Nach zwei Untersuchungen (vergl. S. 249 und S. 259) *ist die spez. Ionengeschwindigkeit mit großer Annäherung umgekehrt proportional dem Drucke des Gases.* Dies wurde von 760 bis 34 mm Druck bereits nachgewiesen, tiefer herunter ging die experimentelle Untersuchung noch nicht. Es ist indes mit großer Wahrscheinlichkeit anzunehmen, daß jenes Gesetz der Proportionalität auch noch in dem Intervalle 34 bis 10 mm Druck gilt, soweit eben noch das Ohmsche Gesetz anwendbar ist. Dagegen wird es über 10 mm Druck hinunter schnell seine Gültigkeit verlieren. Übrigens auch bei Drucken höher als 10 mm darf es nur für solche Stellen einer Strömung angewendet werden, in denen das Spannungsgefälle konstant ist, so in der ungeschichteten positiven Lichsäule.

Spez. Ionengeschwindigkeit und Druck
cm·sec^{-1} für 1 Volt × cm^{-1}.

Druck mm	Wasserstoff		Sauerstoff		Luft		Kohlensäure	
	v_n	v_p	v_n	v_p	v_n	v_p	v_n	v_p
760	7,18	5,67	1,68	1,36	1,71	1,25	0,84	0,78
400	13,14	10,77	3,19	2,58	3,25	2,40	1,59	1,48
100	54,57	43,09	12,77	10,34	13,00	9,5	6,38	5,93
10	545,68	430,92	127,68	103,36	129,96	95,00	63,84	59,28

Ionengeschwindigkeit und Stromstärke in trockenen und feuchten Gasen.[1]) — Wie man aus der Tabelle auf S. 261 ersieht, ist *in der Regel sowohl die positive wie die negative Ionengeschwindigkeit in einem feuchten Gase kleiner als in einem trockenen;* nur in Luft und Kohlensäure macht die positive Ionengeschwindigkeit hiervon eine Ausnahme. Doch ist die Summe der beiden Ionengeschwindigkeiten auch bei diesen Gasen größer, wenn sie trocken, als wenn sie feucht sind.

Der Einfluß der Feuchtigkeit auf die Ionengeschwindigkeit erklärt sich, wie weiter unten dargelegt wird, daraus, daß sich an die Ionen Wassermoleküle anlagern, ihre Masse vergrößern und so ihre Geschwindigkeit verringern.

Indem die Feuchtigkeit die Ionengeschwindigkeit beeinflußt, verkleinert sie auch die Stromstärke. Beobachtet man in einem durch Becquerel- oder Röntgenstrahlen ionisierten trockenen Gase für eine bestimmte Elektrodenspannung die Stromstärke und macht dann das Gas durch Einlaß von Wasserdampf feucht, so bemerkt man eine Abnahme der Stromstärke.

Negative Ionengeschwindigkeit und Stromstärke größer als positive. — Wie die oben mitgeteilten Tabellen zeigen, *ist die negative spez. Ionengeschwindigkeit durchgängig größer als die positive.* Lediglich die Ionen, die von gewissen Lichtbögen herstammen, scheinen eine Ausnahme von dieser Regel zu machen. Streng aber gilt sie für Gase mit heimischer Ionisation.

Im allgemeinen ist die Kraft, welche die Ionen in einer elektrischen Strömung bewegt, für die positiven ebenso groß wie für die negativen. Soweit die Geschwindigkeiten der Ionen (V_p bezw. V_n) proportional der sie treibenden Kraft (X) gesetzt werden dürfen, gilt $V_p = v_p \cdot X$ und $V_n = v_n \cdot X$. Ferner gilt für die positive und negative Stromstärke $i_p = n_p \cdot \varepsilon \cdot V_p$ bezw. $i_n = n_n \cdot \varepsilon \cdot V_n$. Unter der Voraussetzung gleicher positiver und negativer Ionisation ($n_p = n_n$) folgt darum $i_p / i_n = V_p / V_n = v_p / v_n$ Es verhalten sich also die positive und die negative Stromstärke wie die zugehörigen spez. Ionengeschwindigkeiten. Da die negative spez. Ionengeschwindigkeit in Gasen größer ist als die positive, so ist darum im allgemeinen die negative

[1]) Townsend, Ph. Tr. **193**, 129, 1899; Pr. R. S. **67**, 122, 1900; Zeleny, Ph. Tr. **195**, 193, 1900; Chattock, Walker u. Dixon, Ph. M. (6) **1**, 79, 1901; Rutherford, Ph. M. (6) **2**, 219, 1901.

Stromstärke größer als die positive. Diese kann nur dadurch größer werden als jene, daß die positive Ionisation (n_p) beträchtlich größer wird als die negative (n_n).

Die vorstehende Folgerung für die positive und negative Stromstärke erklärt in zahlreichen Fällen die Erscheinung, daß ein elektrischer Strom durch ein Gas in der einen Richtung stärker ist als in der entgegengesetzten. Sowie in der Verteilung der Ionisation oder in der Anordnung der Elektroden eine Dissymmetrie in der Stromrichtung vorhanden ist, offenbart sich in jener Erscheinung die Verschiedenheit der Ionengeschwindigkeiten. Hier seien lediglich folgende Fälle angeführt.

Die eine Elektrode soll sich in oder nahe bei einer stark ionisierten Gaspartie befinden, so in einem Flammengase oder in einem durch Röntgen-, Becquerel- oder ultraviolette Strahlen ionisiertem Gase, oder sie soll weiß glühen, die andere Elektrode soll sich der ersten gegenüber in wenig ionisiertem Gase befinden. Dann ist die Stärke der zwischen den zwei Elektroden übergehenden elektrischen Strömung immer größer, wenn die Elektrode im stark ionisierten Gase negativ ist. Auf diese Erscheinung wurde bereits oben (S. 252 und 257) hingewiesen. Hier seien für folgende Versuchsanordnung einige Zahlen mitgeteilt. Die Elektroden seien zwei horizontale einander gegenüberstehende Platten; die untere sei dünn mit Pulver einer radioaktiven Substanz bestreut. In der folgenden Tabelle, die sich auf trockene Luft bezieht, bezeichnet i_n die Stromstärke für den Fall, daß die untere Platte mit dem negativen Pole einer Batterie verbunden ist, i_p die Stromstärke, wenn die untere Platte positiv ist.

Elektroden-spannung	i_n	i_p	i_n / i_p
6	1,1	1	1,1
12	2,5	2,1	1,2
26	6,2	4,9	1,26
104	41,7	31,7	1,32
157	70,4	54,7	1,29
310	157	130	1,21
460	190	171	1,11
610	206	190	1,08

Die Verschiedenheit der positiven und der negativen Ionengeschwindigkeit macht sich auch in folgendem Falle geltend. Ein Gas sei nur sehr wenig ionisiert. Bringt man in dasselbe einen geladenen Körper, so verliert er seine Ladung nur langsam, indes schneller, wenn er positiv als wenn er negativ geladen ist.

Insofern als in den vorstehenden Fällen die Stromleitung in der einen Richtung größer ist als in der entgegengesetzten, hat man von einer unipolaren Leitung oder einem unipolaren Leitvermögen gesprochen. Diese Unipolarität erklärt sich in den angeführten Fällen, um es nochmals zu wiederholen, aus dem Unterschiede zwischen der positiven und der negativen Ionengeschwindigkeit.

III. Ionisation.

1. Abhängigkeit der Ionisation.

Wie bereits definiert wurde, ist die positive Ionisation n_p die Zahl der positiven Ionen in der Volumeneinheit, die negative Ionisation n_n die Zahl der negativen Ionen in der Volumeneinheit. Auch wurde bereits zwischen heimischer und fremder Ionisation unterschieden. Jene bezieht sich auf die Ionen, die aus den Gasteilchen selbst gebildet wurden; die fremde Ionisation umfaßt die Ionen, welche von außen her in das Gas eingeführt wurden.

Die Ionisation in einem Gase ist eine sehr veränderliche Größe. Sie hängt in erster Linie ab von der Stärke des Ionisators; sie nimmt z. B. rasch zu, wenn die Intensität der Röntgenstrahlen zunimmt. Aus diesem Grunde hat es keinen Sinn, einen Wert der Ionisation für sich allein anzugeben; es muß dazu immer die Stärke des Ionisators angegeben werden.

Die Größe der Ionisation hängt bei gegebener Stärke des Ionisators noch ab von der Gegenwart fester Teilchen im Gase und der begrenzenden Gefäßwände. Wie weiter unten (vergl. Ionenadsorption) dargelegt wird, werden die Ionen von festen Körpern adsorbiert; ein ionisiertes Gas verliert an ihre Oberfläche beständig Ionen. Je mehr feste Teilchen darum in einem Gase schweben, oder je größer die feste Begrenzungsfläche im

Verhältnis zu dem Gasvolumen ist, desto kleiner ist die Ionisation. Ionisiert man ein frisch bereitetes Gas z. B. mit Röntgen- oder Becquerelstrahlen, so ist die Ionisation kleiner, als wenn man das Gas einige Stunden lang abgeschlossen und ruhig stehen ließ, so daß ein Teil des Staubes zu Boden sinken konnte. Auch bei der Selbstionisation eines Gases zeigt sich diese Erscheinung; Luft, die längere Zeit z. B. in einer Höhle ruhig stand, besitzt eine größere Ionisation als Luft, die im Freien in Bewegung ist.

2. Berechnung der Ionisation, speziell in der positiven Lichtsäule.

Wir besitzen keine zuverlässigen bequemen Methoden, die Ionisation eines Gases direkt zu bestimmen. Doch läßt sie sich berechnen, wenn die Leitfähigkeit λ, die spez. Ionengeschwindigkeit v_p und v_n und die Ionenladung ε bekannt sind. Dabei ist freilich vorausgesetzt, daß ebensoviele positive wie negative Ionen vorhanden sind, daß also $n_p = n_n = n$ ist. Dann gilt $\lambda = n \cdot \varepsilon \cdot (v_p + v_n)$. Nun sind λ und $(v_p + v_n)$ für eine Reihe von Fällen bekannt, ε ist $4{,}2 \cdot 10^{-10}$ in elektrostatischen Einheiten, $1{,}4 \cdot 10^{-20}$ in elektromagnetischen Einheiten. Es läßt sich darum n berechnen nach der Formel $n = \frac{\lambda}{\varepsilon \cdot (v_p + v_n)}$.

In der ungeschichteten Lichtsäule besitzt die Leitfähigkeit einen bestimmten Wert für eine bestimmte Stromstärke und einen bestimmten Querschnitt. Für sie sei die Berechnung von n nach der vorstehenden Formel durchgeführt.

Für eine positive Lichtsäule von sehr großem Querschnitt gilt $\lambda = \frac{k_1 \cdot j}{p}$, wo k_1 eine Konstante, p den Druck, j die Stromdichte bedeutet. Ferner gilt $v_p + v_n = \frac{k_2}{p}$, wo k_2 ebenfalls eine Konstante ist. Hieraus folgt $n = \frac{k_1 \cdot j}{k_2 \cdot \varepsilon} = \varkappa \cdot j$, d. h. *die Ionisation in der positiven Lichtsäule von sehr großem Querschnitt ist proportional der Stromdichte und unabhängig vom Gasdruck.*

Für eine positive Lichtsäule von kleinerem Querschnitt gilt der vorstehende Satz nur mit Annäherung. Hier ist von vornherein bei gleicher Stromdichte die Ionisation kleiner wegen der Ionenadsorption durch die Gefäßwand; dagegen wächst sie schneller als die Stromdichte.

In einer positiven Lichtsäule in Wasserstoff berechnet sich (Extrapolation mit Hilfe der oben gegebenen spez. Ionengeschwindigkeiten) bei einem Querschnitt von 1,766 cm^2 und einer Stromdichte von 0,565 Milliampère $\times cm^{-2}$ für das Druckgebiet von 4—8 mm als obere Grenze die Ionisation zu $2{,}69 \cdot 10^{12}$, d. h. es sind in dem Kubikcentimeter nicht mehr als $2{,}69 \cdot 10^{12}$ positive und ebensoviele negative Ionen enthalten. Diese Zahl ist nur eine obere Grenze; in Wirklichkeit ist nämlich für das negative Ion eine größere Geschwindigkeit einzusetzen, als hier geschehen ist; es sind nämlich in der positiven Lichtsäule die negativen Ionen überwiegend Elektronen.

Für andere Gase ist die Ionisation in der positiven Lichtsäule von der gleichen Größenordnung. In sekundär ionisierten Gasen ist die Ionisation in der Regel beträchtlich kleiner; so wurde für einen Fall, in dem Luft durch Röntgenstrahlen ionisiert wurde, als Ionisation $8{,}1 \cdot 10^6$ gefunden.

Da die Ionisation in der positiven Lichtsäule proportional der Stromdichte ist, so kann sie durch deren Steigerung beträchtlich über den oben angegebenen Wert ($2{,}69 \cdot 10^{12}$) wachsen. Im Funken treten unter Umständen Stromdichten auf, die 10^7 mal größer sind als die oben angegebene. Demgemäß kann hier die Ionisation sehr groß werden.

3. Räumliche Variation der Ionisation, Diffusion der Ionen.

Es wurde oben (S. 237) dargelegt, daß die Leitfähigkeit in einem durchströmten Gase im allgemeinen räumlich variabel ist; in einer unselbständigen Strömung ist sie in der Nähe der Elektroden gewöhnlich kleiner als in größerem Abstand davon; in einer selbständigen Strömung ist sie in den leuchtenden Räumen größer als in den benachbarten dunklen. Es wurde auf S. 239 bereits erklärt, daß die räumliche Variation der Leitfähigkeit herrühre von einer räumlichen Variation der Ionisation, wädrend die spez. Ionengeschwindigkeiten bei einem und demselben Drucke als räumlich konstant genommen werden dürfen. *Die Ionisation in einem durchströmten Gase ist demgemäß im allgemeinen räumlich variabel*; *so ist sie in den leuchtenden Räumen größer als in den benachbarten dunklen.*

Die Gesamtheit der Ionen in einem Gase, die positiven wie die negativen, haben wir als einen Körper zu betrachten, dessen Teilchen verschieden sind von den neutralen Molekülen, der sich aber im übrigen wenigstens in erster Annäherung ebenfalls wie ein Gas verhält. Die Ionen besitzen als Gas einen gewissen Druck oder als Teil eines Gasgemisches einen *Partialdruck*; ist dieser räumlich variabel, so findet eine Diffusion der Ionen statt, wie der Moleküle eines gewöhnlichen Gases.

Es bezeichne P den Druck in Dynen auf 1 cm², T sei die absolute Temperatur, ∂_p bezw. ∂_n die spez. Dichte der positiven bezw. negativen Ionen, R sei eine Konstante im cm·g·sec-System. Es gilt dann für die positiven und für die negativen Ionen das Gasgesetz, nämlich

$$P_p = \partial_p \cdot R_p \cdot T_p \text{ bezw. } P_n = \partial_n \cdot R_n \cdot T_n .$$

Ist μ die Masse des einzelnen Ions, so gilt $\partial_p = n_p \cdot \mu_p$ bezw. $\partial_n = n_n \cdot \mu_n$. Ferner ist $R = \frac{1\,013\,590}{273} \cdot \frac{1}{n_o \cdot \mu}$, wo n_o die Anzahl der Gasteilchen in 1 cm³ darstellt bei 0° und 760 mm Druck; n_o ist nach dem Avogadroschen Gesetze für alle Gase gleich groß und gleich $2{,}4 \cdot 10^{19}$ (Drude, Planck). Bei Einführung der Werte von ∂ und R erhält man

$$P_p = \varkappa \cdot n_p \cdot T_p = 1{,}5279 \cdot 10^{-16} \cdot n_p \cdot T_p ,$$
$$P_n = \varkappa \cdot n_n \cdot T_n = 1{,}5279 \cdot 10^{-16} \cdot n_n \cdot T_n .$$

Ist n räumlich variabel, ist also das Druckgefälle $\frac{dP}{dx}$ von Null verschieden, so findet Diffusion der Ionen statt. Da diese als elektrische Triebkraft wirken kann, so sei hier das Wichtigste über sie mitgeteilt.

m_p bezeichne die Masse der positiven Ionen, welche in der Richtung x durch die Einheit des Querschnittes in dem neutralen Gase in der Zeit dt hindurchdiffundiert; es gilt dann

$$m_p = k_{pg} \cdot \mu_p \cdot \frac{dn_p}{dx} \cdot dt \text{ bezw. } m_n = k_{ng} \cdot \mu_n \cdot \frac{dn_n}{dx} \cdot dt .$$

Die Konstante k_{pg} bezw. k_{ng} heißt *Diffusionskoëffizient* der positiven bezw. der negativen Ionen in neutrales Gas. Statt

der vorstehenden Formeln lassen sich auch folgende aufstellen:

$$m_p = n_p \cdot \mu_p \cdot v_p' \cdot \frac{1}{n_p} \cdot \frac{d P_p}{d x} \cdot d t = \mu_p \cdot v_p' \cdot \frac{d P_p}{d x} \cdot d t,$$

$$m_n = n_n \cdot \mu_n \cdot v_n' \cdot \frac{1}{n_p} \cdot \frac{d P_n}{d x} \cdot d t = \mu_n \cdot v_n' \cdot \frac{d P_n}{d x} \cdot d t.$$

v_p' bezw. v_n' ist hier die Geschwindigkeit eines positiven bezw. negativen Teilchens unter der mechanischen Kraft Eins. Durch Kombination der vorstehenden mit den obigen Formeln erhält man

$$v_p' = k_{pg} \cdot \frac{d n_p}{d P_n}, \quad v_n' = k_{ng} \cdot \frac{d n_n}{d P_n}.$$

Nun ist die spez. Ionengeschwindigkeit v_p bezw. v_n die Geschwindigkeit eines Ions, wenn auf seine Ladung ε die Feldstärke oder elektrische Kraft Eins wirkt. Es besteht darum die Beziehung $v_p = v_p' \cdot \varepsilon$ bezw. $v_n = v_n' \cdot \varepsilon$ oder, wenn man statt mit der elektrostatischen Einheit mit Volt $\times$ cm^{-1} rechnet, wie es oben geschehen ist, so ist

$$v_p = \frac{v_p' \cdot \varepsilon}{300} = \frac{\varepsilon \cdot k_{pg}}{300} \cdot \frac{d n_p}{d P_n},$$

$$v_n = \frac{v_n' \cdot \varepsilon}{300} = \frac{\varepsilon \cdot k_{ng}}{300} \cdot \frac{d n_n}{d P_n}.$$

Da v und k Konstanten sind, so darf man $\frac{d n}{d P} = \frac{n}{P}$ setzen. Man erhält dann (vergl. S. 258)

$$v_p = \frac{\varepsilon \cdot k_{pg}}{300} \cdot \frac{n_p}{P_p} = \frac{\varepsilon \cdot k_{pg}}{300 \cdot \varkappa \cdot T_p},$$

$$v_n = \frac{\varepsilon \cdot k_{ng}}{300} \cdot \frac{n_n}{P_n} = \frac{\varepsilon \cdot k_{ng}}{300 \cdot \varkappa \cdot T_n}.$$

Hieraus ist der *Zusammenhang zwischen dem Diffusionskoëffizienten und der spez. Ionengeschwindigkeit* ersichtlich.

4. Ionisation und Gesamtzahl der Moleküle.

Die Anzahl der Gasmoleküle (n_g) in 1 cm^3 bei 0^0 und 760 mm Druck beträgt $2{,}43 \cdot 10^{19}$ (Drude, Planck). In der ungeschichteten positiven Lichtsäule ist oben die Ionisation ($n_p = n_n$) kleiner als $2{,}69 \cdot 10^{12}$ gefunden worden; dies gilt beispielsweise bei 7,6 mm Druck. Bei diesem Druck ist n_g gleich $2{,}43 \cdot 10^{17}$.

Das Verhältnis der Zahl der positiven oder negativen Ionen in der positiven Lichtsäule bei 7,6 mm Druck und 0,565 Milliampère $\times$ cm^{-2} zur Gesamtzahl der Gasmoleküle ist $1{,}1 \cdot 10^{-5}$, wobei allerdings der Einfluß der Temperatur vernachlässigt ist; es sind also weniger als $1{,}1 \cdot 10^{-3}$ Prozent der Gasmoleküle in positive und negative Ionen zerlegt. In unselbständig ionisierten Gasen ist dieser Prozentsatz noch geringer.

Man könnte ausgehend vom Avogadroschen Gesetz auf den Gedanken kommen, das Vorhandensein von Ionen aus der Steigerung des Druckes nachweisen zu wollen. Der Druck eines Gases ist ja proportional der Zahl der einzelnen Teilchen in der Volumeneinheit; zerlegt man darum alle Moleküle in zwei Teilchen, ein positives und ein negatives Ion, so hat man die doppelte Zahl der Teilchen, der Druck müßte also doppelt so groß sein; entsprechend einem kleineren Prozentsatz der Ionisation müßte der Gesamtdruck kleiner als der doppelte sein, aber immerhin größer als ohne Ionisation.

Für den Gesamtdruck eines ionisierten Gases gilt bei Gleichheit der Temperatur seiner Bestandteile

$$P = k \cdot (n_g + n_p + n_n) \cdot T = k \cdot n_g \left(1 + \frac{n_p}{n_g} + \frac{n_n}{n_g}\right) \cdot P.$$

Für den oben angezogenen Fall ist

$$n_p = n_n = 2{,}69 \cdot 10^{12},\ n_g = 2{,}43 \cdot 10^{17} - 2{,}69 \cdot 10^{12} = 2{,}43 \cdot 10^{17};$$

darum gilt $P = k \cdot n_g\,(1 + 2{,}2 \cdot 10^{-5}) \cdot T = k \cdot n_g \cdot T$; d. h. *selbst bei der großen Ionisation in der positiven Lichtsäule ist die Drucksteigerung unendlich klein im Verhältnis zu dem Druck ohne Ionisation und darum auch mit den feinsten Mitteln nicht nachweisbar.*

Ja berücksichtigt man Folgendes, so würde durch die Ionisierung bei höheren Drucken und gewöhnlicher Temperatur eher eine Verminderung statt einer Steigerung des Druckes sich ergeben, wäre überhaupt eine solche minimale Druckänderung der Beobachtung zugänglich. Bei höheren Drucken und gewöhnlicher Temperatur binden nämlich die Ionen, wie unten ausgeführt wird, neutrale Gasmoleküle an sich, indem sie auf diese Weise Teilchen großer Masse liefern und die Gesamtzahl der frei für sich existierenden Gasteilchen verringern.

5. Unipolare Ionisation, innere Ladung, unipolare Leitung.[1]

Sind in einem Gasvolumen ebensoviele positive wie negative Ionen vorhanden, ist also $n_p = n_n$, so besitzt das Gas im ganzen keine Ladung. Es ist jedoch in einem ionisierten Gase eine elektrische Gesamtladung (ϱ) vorhanden, wenn n_p und n_n verschieden groß sind. Es ist dann $\varrho = (n_p - n_n) \cdot \varepsilon$; da n_p bezw. n_n die Zahl der Ionen in der Volumeneinheit ist, so ist ϱ die Ladung der Volumeneinheit oder die *räumliche Dichte.*

In dem Sinne, daß die Ionen des einen Zeichens in der Überzahl sind, kann man von einer *unipolaren Ionisation* reden. Man kann dann sagen, daß unipolare Ionisation immer mit einer inneren Ladung verbunden sei.

In festen und flüssigen Leitern treten innere räumliche Ladungen nur sehr selten auf; wohl zeigen sie sich in der Grenzfläche verschiedener Leiter, doch sind sie hier mehr in einer Fläche als im Raume ausgebreitet. In Gasen dagegen sind innere Ladungen nichts seltenes. Sie sind hier eine Folge teils der besonderen Art der Elektrisierung des Gases, teils der elektrischen Strömung. Weiter unten wird noch mehrmals davon die Rede sein; hier sei lediglich auf folgende Fälle hingewiesen.

Ein Gas, das einen negativ geladenen ultraviolett bestrahlten Leiter umgiebt, nimmt negativ unipolare Ionisation an; ähnlich wird ein Gas an einem glühenden Körper in der Regel positiv geladen. Vor allem besitzt ein Gas in einem Spitzenstrom positiv oder negativ unipolare Ionisation, je nachdem der Spitzenstrom positiv oder negativ ist.

Oben S. 262 wurde gezeigt, wie aus der Verschiedenheit der Ionengeschwindigkeit ein Unterschied zwischen dem positiven und negativen Strome und unter Umständen eine unipolare Leitung sich ergiebt. Auch aus der Verschiedenheit der positiven und der negativen Ionisation folgt unipolare Leitung oder in gewissem Sinne eine unipolare Leitfähigkeit (λ).

---

[1]) Bickerton, Ph. M. (4) **46,** 450, 1873; Guthrie, Ph. M. (4) **46,** 257, 1873; Chem. News **45,** 116, 1882; Herwig, W. A. **1,** 516, 1877; Elster u. Geitel, W. A. **26,** 1, 1885; **38,** 27, 1889; Koch, W. A. **33,** 454, 1888; Branly, C. R. **114,** 1531, 1892; Lehmann, A. Ph. **6,** 1, 1901. Vergl. Elektrisierung S. 99.

Es ist ja $\lambda = \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)$. Ist nun beispielsweise n_n sehr groß gegen n_p, so ist $\lambda = \varepsilon \cdot n_n \cdot v_n$ oder negativ unipolar. Ferner ist $I_p = \varepsilon \cdot n_p \cdot v_p \cdot X$, $I_n = \varepsilon \cdot n_n \cdot v_n \cdot X$. Ist n_p viel größer als n_n, so ist auch I_p beträchtlich größer als I_n.

Aus dem Vorstehenden erklärt sich die Erscheinung, daß ein Körper in einem unipolar ionisierten Gase eine Ladung entgegengesetzten Zeichens schneller verliert als eine Ladung gleichen Zeichens. So wird ein Körper, der in dem Gasraum um einen negativ geladenen ultraviolett bestrahlten Leiter sich befindet, schnell entladen, wenn er positiv, langsam, wenn er negativ ist. Einem rotglühenden Körper gegenüber entlädt sich ein negativer Leiter rasch, ein positiver langsam. In einem negativen Spitzenstrom wird in größerem Abstand von der Spitze wohl ein positiv, aber nicht ein negativ geladener Körper entladen. In einem Gase, welches durch Zerstäubung einer Flüssigkeit positiv bezw. negativ elektrisiert ist, verliert ein negativer bezw. positiver Körper seine Ladung schneller als bei entgegengesetztem Vorzeichen der Ladung.

IV. Ladung und Masse.

1. Ladung.[1]

Für Elektrolyte wurde die Ionenladung ε aus der in der Zeiteinheit an den Elektroden abgeschiedenen Gewichtsmenge und der mit Hilfe der kinetischen Gastheorie erhaltenen Zahl der Gasmoleküle in der Volumeneinheit berechnet; es ergab sich auf diesem Wege ε für Elektrolyte zu $1{,}29 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischen Einheiten. Da sich bei Gasen die an den Elektroden abgeschiedenen Ionenmengen nicht beobachten lassen, so konnte man nicht durch Wägung eines Niederschlages an den Elektroden und Beobachtung der Stromstärke die Ionenladung in Gasen ermitteln. Sie wurde indes nach einem anderen Prinzipe mittels folgender Methode (nach Townsend) bestimmt.

Wird ein feuchtes ionisiertes Gas einer adiabatischen Ausdehnung unterworfen, so kondensiert sich der Wasserdampf an den Ionen; jedes einzelne derselben wird zu dem Kerne eines

[1]) Townsend, Ph. M. (5) **45,** 125, 1898; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **46,** 528, 1898; **48,** 557, 1899.

Wassertröpfchens. Man kann nun die in Betracht kommenden Verhältnisse, Ionisation und Betrag der Ausdehnung, so bemessen, daß einerseits nahezu der gesamte überschüssig werdende Wasserdampf sich kondensiert, andererseits sämtliche Ionen Kerne von Wassertröpfchen werden. Dann ist die Zahl der Ionen identisch mit der Zahl der Wassertröpfchen; diese aber kann man aus der gesamten Menge des vorhandenen Wasserdampfes und dem Gewichte des einzelnen Tröpfchens bestimmen; dieses oder den Radius des Tröpfchens erhält man seinerseits aus der Geschwindigkeit, mit welcher die bei der adiabatischen Ausdehnung gebildete Tröpfchenwolke zu Boden sinkt.

Außer dieser Bestimmung hat man zur Gewinnung der Ionenladung noch eine zweite Bestimmung auszuführen. Man sendet durch das ionisierte Gas zwischen zwei Elektroden mit dem Abstande l und der Elektrodenspannung V einen elektrischen Strom $I_g = n \cdot \varepsilon \cdot (v_p + v_n) \cdot \frac{V}{l}$, wobei $\frac{V}{l}$ das mittlere Spannungsgefälle ist. In dieser Gleichung ist $v_p + v_n$ durch anderweitige Bestimmung bekannt, V, l und I_g lassen sich leicht ermitteln. Die Größe $A = n \cdot \varepsilon$ kann also bestimmt werden und dann ist $\varepsilon = \frac{A}{n}$, wo n die nach dem obigen Verfahren bestimmte Zahl der Ionen in der Volumeneinheit ist.

Mit Hilfe der vorstehenden Methode wurde bei Ionisierung mittels Röntgenstrahlen ε für Luft und Wasserstoff im Mittel zu $6{,}5 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischen Einheiten erhalten. Für die von einer ultraviolett bestrahlten Zinkplatte ausgehenden negativen Ionen ergab sich nahezu derselbe Wert. Bei der Unsicherheit der in Betracht kommenden Messungen dürfen wir die Übereinstimmung zwischen den Werten $1{,}29 \cdot 10^{-10}$ und $6{,}5 \cdot 10^{-10}$ als eine gute betrachten. Wir sind darum zu folgendem Schlusse gelangt. *Die Ionenladung ε, im Mittel gleich $4{,}2 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischen Einheiten, ist in Gasen und elektrolytischen Flüssigkeiten dieselbe, sie ist eine universelle Konstante.*

2. Masse.

Ist ein neutrales Teilchen chemisch einfach, z. B. ein Wasserstoff oder Quecksilberatom, so besteht nach unseren bisherigen Erfahrungen die Ionisierung darin, daß ein negatives

Elektron von ihm losgetrennt wird, während der Rest mit fast unverminderter Masse positiv zurückbleibt. Ist ein neutrales Teilchen chemisch zusammengesetzt, z. B. ein Chlorwasserstoffmolekül, so sind theoretisch zwei Arten von Ionisierung möglich. Erstens kann sich, wie in wässeriger Lösung, das Wasserstoffatom mit positiver Ladung von dem negativ werdenden Chloratom trennen; möglich ist diese Art von Ionisierung auch im gasförmigen Zustande, sicher nachgewiesen ist sie indes noch nicht. Zweitens kann ein chemisch zusammengesetztes Teilchen in derselben Weise wie ein chemisch einfaches ionisiert werden; es kann nämlich von ihm ein negatives Elektron losgetrennt werden, während der Rest, an Masse kaum vermindert, positiv zurückbleibt.

Was die Masse eines Ions betrifft, so sind, abgesehen von seiner chemischen Natur, zwei Fälle zu unterscheiden. Erstens kann das Ion unvermehrt die Masse besitzen, die ihn unmittelbar nach der Ionisierung auf Grund seiner speziellen Natur eigen ist; es kann nämlich als negatives Elektron oder als positives Restteilchen lediglich seine eigene Masse besitzen; im ersten Falle möge es *Elektronion*, im zweiten *Atomion* heißen; das Atomion kann auch aus mehreren chemischen Atomen zusammengesetzt sein. Zweitens kann sich an die Masse eines Elektron- oder Atomions noch die Masse mehrerer neutraler Teilchen anlagern auf Grund wechselseitiger Anziehung. Ein solches Ion mit sekundär vergrößerter Masse möge *Molion* (moles, Masse) heißen.

Nach unseren bisherigen Erfahrungen sind in Gasen die Elektronionen nur negativ, die Atomionen nur positiv. Die Molionen können dagegen positiv oder negativ sein. Es können neben Elektron- und Atomionen gleichzeitig auch noch positive und negative Molionen auftreten. Auf Grund der wechselseitigen Anziehung zwischen Ionen und neutralen Teilchen haben die Elektron- und Atomionen die Tendenz, sich in Molionen zu verwandeln. Diese Verwandlung erfolgt in um so größerem Maße, je kleiner die Geschwindigkeit der Ionen und je größer der Druck des Gases ist.

Bei höheren Drucken und sekundärer Ionisierung überwiegt weitaus die Zahl der Molionen. *Die oben für die spez. positive und negative Ionengeschwindigkeit gegebenen Werte*

beziehen sich aller Wahrscheinlichkeit nach ausschließlich auf positive und negative Molionen. Berechnet man nämlich aus der mittleren freien Weglänge und der Atom- oder gar Elektronenmasse die spez. Ionengeschwindigkeit, so erhält man viel größere Werte. Ferner bedeutet die Verminderung der spez. Ionengeschwindigkeit durch Wasserdampf lediglich Vermehrung oder Ersatz der Zahl der bereits am Ion lagernden neutralen Moleküle durch Wassermoleküle; wäre nämlich das negative Ion ein Elektronion, so müßte die Anlagerung einer tausendmal größeren Masse in Gestalt eines Wassermoleküls die Ionengeschwindigkeit viel stärker erniedrigen.

In verdünnten Gasen und in selbständigen Strömungen dagegen überwiegt die Zahl der Elektron- und Atomionen infolge der größeren Geschwindigkeiten. Dies geht aus den Erscheinungen der Ionisierung durch Ionenstoß hervor, sowie aus der Größe *des Verhältnisses von Ladung* (ε) *zur Masse* (μ) $\varkappa = \frac{\varepsilon}{\mu}$.

ε ist eine konstante bekannte Größe, *die Masse μ eines Ions ist darum umgekehrt proportional jenem Verhältnisse.* Für die negativen Ionen in verdünnten Gasen findet man nun jenes Verhältnis mehr denn tausendmal größer als für das Wasserstoffatom; sie sind darum zum größten Teile Elektronionen. Für die positiven Ionen findet man $\varkappa$ sowohl von der Größenordnung desjenigen für ein chemisches Atom als auch beträchtlich kleiner. *Neben positiven Atomionen kommen demnach in verdünnten Gasen auch zahlreiche positive Molionen vor.*

Zweites Kapitel.

Verschiebung der Ionen.

1. Allgemeines.

Die elektrische Strömung ist eine geordnete Bewegung von positiver Elektrizität in bestimmter Richtung und von negativer Elektrizität in der entgegengesetzten Richtung. Die Elektrizität ist atomistisch an die Ionen verteilt; in einem jeden

Ion ist die Elektrizität an Masse gebunden; *eine Strömung von Ionen bedeutet darum nicht blos eine Verschiebung von Elektrizität, sondern auch eine Verschiebung von Masse.*

Wir nehmen hier und im Folgenden, wo nicht ausdrücklich das Gegenteil bemerkt ist, an, daß in dem betrachteten Leiter nur *eine* positive und *eine* negative Ionenart verhanden sei.

Ist in einem Querschnitt I_p die Stromstärke der positiven Ionen, I_n diejenige der negativen und bedeutet ε die Ionenladung, N_p bezw. N_n die Zahl der positiven bezw. negativen Ionen, welche in der Zeiteinheit durch den Querschnitt strömen, so gilt

$$I_p = N_p \cdot \varepsilon \text{ und } I_n = N_n \cdot \varepsilon \quad \text{oder}$$

$$N_p = \frac{I_p}{\varepsilon} \text{ und } N_n = N_n = \frac{I_n}{\varepsilon}.$$

Zwei Querschnitte x_1 und x_2 sollen den Abstand $(x_1 - x_2)$ besitzen. Treten durch x_1 in ihren Zwischenraum N_{p1} positive Ionen, durch x_2 aus ihm N_{p2} positive Ionen heraus, *so werden in dem Zwischenraume von der elektrischen Strömung*

$$N_{p1} - N_{p2} = \frac{I_{p1}}{\varepsilon} - \frac{I_{p2}}{\varepsilon}$$

positive Ionen abgelagert, wenn der positive Strom von x_1 nach x_2 oder in der Richtung Anode-Kathode abnimmt, dagegen aus dem Zwischenraume weggeführt, wenn der positive Strom in der Richtung Anode-Kathode zunimmt. Analog werden

$$N_{n1} - N_{n2} = \frac{I_{n1}}{\varepsilon} - \frac{I_{n2}}{\varepsilon}$$

negative Ionen abgelagert bezw. weggeführt, wenn der negative Strom in der Richtung Anode-Kathode zunimmt bezw. abnimmt.

Hinsichtlich der Verschiebung der Ionen durch die elektrische Strömung sind zwei Fälle zu unterscheiden, *erstens die Strömung im Innern eines Leiters, zweitens die Strömung in der Grenzfläche zweier verschiedener Leiter.* Im ersten Falle wandern durch denselben Querschnitt sowohl positive wie negative Ionen desselben Leiters. Im zweiten Falle wandern durch die Grenzfläche im allgemeinen nicht gleichzeitig positive Ionen des einen und negative Ionen des anderen Leiters; in der

Regel können nämlich aus einem festen oder metallisch flüssigen Leiter die Ionen nicht in den angrenzenden elektrolytisch flüssigen oder gasförmigen Leiter übertreten. Dann findet folgendes statt. Erstens müssen die auf die Grenzfläche zuwandernden Ionen des flüssigen Leiters aus diesem in den anderen oder in eine anders geartete Grenzschicht, also von einem Medium in ein anderes verschoben werden. Zweitens wird die unmittelbar an der Grenzfläche liegende Schicht des flüssigen Leiters nach kurzer Zeit frei von wegwandernden Ionen; *unmittelbar an der anodischen Grenzfläche ist darum die Stromstärke* I_p *der positiven Ionen Null, da die positive Ionisation Null ist, nimmt dann bis zur kathodischen Grenzfläche zu und ist hier im Maximum gleich* I_g*;* hier ist nämlich I_n gleich Null, nimmt dagegen nach der Anode hin zu und erreicht in der anodischen Grenzfläche seinen Maximalwert, nämlich I_g.

Allgemein gilt $I_g = I_p + I_n$; im Innern eines Leiters ist in der Regel I_p und I_n größer als Null; bei der Strömung in einer Grenzfläche gilt in dem angenommenen Falle an der Anode $I_p = 0$, also $I_g = I_n$, an der Kathode $I_n = 0$, also $I_p = I_g$.

An die Anode treten darum $N_n = \frac{I_g}{s}$ *negative, an die Kathode* $N_p = \frac{I_g}{s}$ *positive Ionen.* Können sie nicht in den zweiten Leiter hineinwandern, so werden sie an den Elektroden abgeschieden. Unter dieser Voraussetzung *werden darum an der Anode ebensoviele negative wie an der Kathode positive Ionen von der elektrischen Strömung abgeschieden; die Zahl der abgeschiedenen Ionen ist hier wie dort proportional der gesamten Stromstärke.*

Bei den Gasen liegt der hier angenommene Fall der Strömung in Grenzflächen in der Regel vor; es treten nämlich wohl die Gasionen aus dem Gasinnern in die Grenzfläche einer festen oder flüssigen Elektrode und nur in einigen Fällen (vergl. Elektrisierung S. 99) treten auch Ionen aus der Elektrode in das Gas.

Indem bei der Strömung in einer Grenzfläche Ionen aus dieser heraus oder durch sie hindurch von einem Medium in das benachbarte verschoben werden, findet in der Regel eine energetische Umsetzung infolge des Auftretens elektromoto-

rischer Kräfte statt. Diese Seite der Strömung in Grenzflächen ist weiter unten (vergl. elektromotorische Kräfte) behandelt; hier sei von ihr abgesehen.

2. Die elektrische Konzentrationsänderung.[1]

Im stationären Strome muß durch alle Querschnitte die gleiche Elektrizitätsmenge fließen; es kann sich in keinem Querschnitte Elektrizität anhäufen. Die Gesamtstromstärke I_g muß räumlich konstant sein; für den stationären Strom gilt also

$$\frac{d I_g}{d x} = 0 = \frac{d I_p}{d x} + \frac{d I_n}{d x}.$$

Wie man sieht, braucht nicht auch notwendig

$$\frac{d I_p}{d x} = \frac{d I_n}{d x} = 0$$

zu sein. Nur im Innern eines vollständig homogenen Leiters ist die positive und negative Stromstärke räumlich konstant. *In einem inhomogenen Leiter oder in der Grenzfläche zweier Leiter ändert sich dagegen im allgemeinen räumlich die positive und die negative Stromstärke.* Hierbei ist aber immer die Beziehung

$$\frac{d I_p}{d x} + \frac{d I_n}{d x} = 0 \text{ oder } \frac{d I_p}{d x} = - \frac{d I_n}{d x}$$

erfüllt; *nimmt also in einem Leiterelement $d x$ die positive Stromstärke in der Richtung Anode-Kathode um den Betrag $d I_p$ zu, so nimmt ebenda in derselben Richtung die negative Stromstärke um einen gleich großen Betrag ab.* Was oben bezüglich der Abscheidung bezw. Wegführung von Ionen für das Leiterstück $(x_1 - x_2)$ gesagt wurde, gilt auch von dem Leiterelement $d x$. *Nimmt demnach die Stromstärke der positiven Ionen in der Richtung Anode-Kathode um $d I_p$ zu bezw. ab, diejenige der negativen um gleichviel ab bezw. zu, so werden aus dem Leiterelemente $\frac{d I_p}{\varepsilon}$ positive und ebenso viele negative Ionen weggeführt bezw. in ihm abgelagert.*

Eine räumliche Variation der positiven und negativen Stromstärke ist also mit einer Änderung in der räumlichen Verteilung

---

[1] Stark, A. Ph. 3, 510, 1900; Ph. Z. 2, 4, 1900.

der Ionen verbunden. Dieser Vorgang heißt *elektrische Konzentrationsänderung.*

Ist der Querschnitt Eins, n_p bezw. n_n die positive bezw. negative Ionisation, V_p bezw. V_n die mittlere Geschwindigkeit, mit welcher die positiven bezw. negativen Ionen durch den betrachteten Querschnitt gehen, so gilt

$$I_p = n_p \cdot \varepsilon \cdot V_p \quad \text{bezw.} \quad I_n = n_n \cdot \varepsilon \cdot V_n .$$

Hieraus ergiebt sich durch Differentiation

$$\frac{d I_p}{d x} = \varepsilon \cdot \left(V_p \cdot \frac{d n_p}{d x} + n_p \cdot \frac{d V_p}{d x} \right) \text{ bezw.}$$

$$\frac{d I_n}{d x} = \varepsilon \cdot \left(V_n \cdot \frac{d n_n}{d x} + n_n \cdot \frac{d V_n}{d x} \right).$$

Wie man sieht, kann eine räumliche Variation der positiven und der negativen Stromstärke in einer räumlichen Variation der Ionisation oder der Geschwindigkeit der Ionen ihren Grund haben.

Die elektrische Konzentrationsänderung kann sich abspielen in einzelnen Teilen des Leiterinnern und in der Grenzfläche zweier Leiter.

Werden durch die elektrische Konzentrationsänderung in einem Querschnitt, in einer Grenzfläche oder einem ausgedehnten Leiterstück *Ionen abgeschieden, so braucht* an der betreffenden Stelle *die Ionisation nicht andauernd zu steigen;* es hat dort dann Molisierung statt und hält die Ionisation auf einem konstanten Werte.

3. Die elektrische Konzentrationsänderung im Innern eines durchströmten Gases.

In mehreren Fällen ändert sich im Innern eines durchströmten Gases die positive und negative Stromstärke räumlich. Dies ist hauptsächlich im Glimmstrom der Fall. In diesem nimmt in der negativen Glimmschicht, in den leuchtenden positiven Schichten die Stromstärke der negativen Ionen in der Richtung Kathode-Anode ab. An jenen Stellen findet darum eine Abscheidung von positiven und negativen Ionen statt. Umgekehrt nimmt in den vorausgehenden dunklen Räumen die negative Stromstärke in der Richtung Kathode-

Anode zu, hier hat darum beständig eine Wegführung von positiven und negativen Ionen statt. Hierauf ist vielleicht die Erscheinung zurückzuführen, daß in den dunklen Räumen das Spannungsgefälle mit der Stromstärke zunimmt.

Die elektrische Konzentrationsänderung im Innern eines durchströmten Gases ist bis jetzt noch nicht experimentell untersucht worden. Sie muß indes bei einer vollständigen Theorie der Schichtung berücksichtigt werden.

4. Entionisierung eines durchströmten Gasvolumens.[1])

Wenn in einem zwischen Elektroden gefaßten Gase beispielsweise wie oben angenommen ist, an der Anode die positive Stromstärke den Wert Null, die negative den Wert I_g hat, dagegen an der Kathode $I_p = I_g$, $I_n = 0$ ist, so spielt sich eine auf das ganze Gasvolumen sich erstreckende elektrische Konzentrationsänderung ab. *Da die positive Stromstärke in der Richtung Anode-Kathode zunimmt, die negative abnimmt, so werden aus dem durchströmten Gasvolumen gleichviele positive und negative Ionen weggeführt und an die Elektroden abgeschieden.* Die Zahl der weggeführten positiven Ionen ist

$$N_p = \frac{1}{\varepsilon}\int\limits_{\text{Anode}}^{\text{Kathode}} \frac{d I_p}{d x} \cdot d x = \frac{I_g}{\varepsilon},$$

die Zahl der negativen

$$N_n = \frac{1}{\varepsilon}\int\limits_{\text{Kathode}}^{\text{Anode}} \frac{d I_n}{d x} \cdot d x = \frac{I_g}{\varepsilon}.$$

Dieses Resultat wurde bereits oben erhalten; denn es müssen ebensoviele positive und negative Ionen an den Elektroden abgeschieden werden, als aus dem durchströmten Leiter verschwinden.

[1]) Matteucci, A. Ch. Ph. (3) **28**, 389, 1850; Giese, W. A. **17**, 255, 1882; Elster u. Geitel, W. A. **39**, 323, 1890; Naccari, Atti di Torino, **25**, 384, 1889/1890; J. J. Thomson u. Rutherford, Ph. M. (5) **42**, 392, 1896; Villari, C. R. **123**, 559, 1896; N. C. (4) **5**, 203, 1897; Des Coudres, W. A. **62**, 143, 1897; H. A. Wilson, Ph. Tr. **192**, 517, 1899; Geitel, Ph. Z. **2**, 119, 1900.

Ein durchströmtes Gas verliert also durch Elektrolyse in der Zeiteinheit eine der gesamten Stromstärke proportionale Anzahl von positiven und negativen Ionen. Werden nicht fortwährend wieder neue Ionen durch einen Ionisator erzeugt, so wird das durchströmte Gas in kurzer Zeit entionisiert.

Die Entionisierung eines Gases durch einen elektrischen Strom kann man in folgender Weise zeigen. An einem Orte *A* ionisiert man ein Gas durch einen beliebigen Ionisator; dieser soll nur an dem Orte *A*, nicht auch an *B*, oder auf dem Wege zwischen *A* und *B* wirken. An *B* befinden sich zwei mit einem Elektrometer oder Galvanometer in geeigneter Weise verbundene Metallelektroden zum Nachweis der Ionisation des Gases an *B*. Von *A* bläst man nun das ionisierte Gas nach *B*; auf dem Wege von *A* nach *B* sinkt dann zwar durch Molisierung die Ionisation des Gases; bei hinreichender Geschwindigkeit kommt dieses aber immerhin noch mit einem Teile seiner anfänglichen Ionisation in *B* an; diese kann hier elektrometrisch oder galvanometrisch nachgewiesen werden. Die Ionisation in *B* sinkt aber sofort auf kleine Beträge, sowie man durch das Gas auf dem Wege von *A* nach *B* etwa zwischen einer vom Gase durchströmten Metallröhre und einem in ihrer Axe ausgespannten Drahte einen elektrischen Strom leitet; dieser schlägt dann die Ionen aus dem Gase an seinen Elektroden nieder.

Nach dem Vorstehenden erklären sich auch folgende Beobachtungen. Man bringe unmittelbar über eine Flamme ein Paar Elektroden und darüber in einigem Abstand ein zweites Paar von Elektroden. Der elektrische Strom zwischen den oberen Elektroden durch die aufsteigenden ionisierten Flammengase wird kleiner, sowie man zwischen den unteren Elektroden einen Strom übergehen läßt.

Bestimmt man in Luft mit Hilfe eines Elektroskops die Selbstionisation oder elektrische Zerstreuung (vergl. S. 51), so ergiebt sich für diese ein kleinerer Wert, wenn man in die Nähe des Elektroskops noch einen anderen gleichnamig geladenen Körper bringt. Dieser verzehrt ja auch Ionen und nimmt darum dem Zerstreuungselektroskop einen Teil derselben weg.

Die Entionisierung eines Gases durch einen elektrischen Strom

tritt nicht blos für den Fall ein, daß ein ionisiertes Gas der Wirkung eines Ionisators entzogen wird, sondern *hat auch in einer stationären Strömung statt, während der Ionisator wirksam ist.* Damit die Strömung stationär sein kann, muß der Ionisator nicht blos die durch Molisierung verschwundenen, sondern auch die von der elektrischen Strömung weggeführten Ionen beständig neu ersetzen. Wir haben diesen Fall bereits oben S. 43 unter der Annahme analytisch behandelt, daß die positive und negative Ionisation durch das ganze Gasvolumen hindurch gleich und gleichmäßig verteilt seien. Es ergiebt sich dann bei konstanter Ionisierungsstärke für große Elektrodenspannungen ein nahezu konstanter Stromwert, der Sättigungsstrom. Dieser verzehrt durch Abscheidung an den Elektroden in der Zeiteinheit fast alle Ionen, die von dem Ionisator neu geschaffen werden; seine Stärke i_s ist proportional dem Produkt aus der Ionisierungsstärke N_i und dem ionisierten Gasvolumen oder der Zahl der in der Zeiteinheit im ganzen Gasvolumen vom Ionisator neu geschaffenen Ionen.

Die Entionisierung eines Leiters durch eine elektrische Strömung kann in ihrer Wirkung auf das ganze Leitervolumen offenbar nur dann bemerkbar werden, wenn die Zahl der von dem Strome in der Zeiteinheit an den Elektroden abgeschiedenen Ionen nicht sehr klein ist im Vergleich zu der ohne Strom vorhandenen Gesamtzahl von Ionen im Leiter. Im anderen Falle wird die Wirkung der Entionisierung nur in der Nähe der Elektroden bemerkbar.

5. Elektrische Konzentrationsänderung an den Elektroden.[1])

Allgemeines. — In den meisten Fällen von elektrischer Strömung durch ein Gas treten aus den Elektroden keine Ionen in das Gas heraus. In allen diesen Fällen ist un-

---

[1]) Erman, Gilb. Ann. **11**, 150, 1802; **22**, 14, 1806; Andrews, Ph. M. **9**, 176, 1836; Hankel, P. A. **81**, 213, 1850; **108**, 146, 1859; Hittorf, P. A. **136**, 233, 1869; P. A. Jubelb. 1874, 435; Braun, P. A. **154**, 481, 1875; W. A. **3**, 346, 1878; Fuchs, P. A. **155**, 252, 1875; H. A. Wilson, Ph. Tr. **192**, 511, 1899; Stark, W. A. **68**, 945, 1899; A. Ph. **2**, 62, 1900; **3**, 500, 1900; Ph. Z. **1**, 441, 1900.

mittelbar an der Anode im Gase $n_p = 0$, $I_p = 0$, $I_n = I_g$; unmittelbar an der Kathode $n_n = 0$, $I_n = 0$, $I_p = I_g$. Es findet darum durch die elektrische Strömung eine Konzentrationsänderung der Ionen in dem durchströmten Gase statt. Im vorhergehenden Abschnitt wurde diese Konzentrationsänderung auf das ganze durchströmte Gasvolumen zur Berechnung gewisser Erscheinungen bezogen. In Wirklichkeit verteilt sie sich nicht gleichmäßig auf das ganze Volumen, sondern ist unmittelbar an den Elektroden am größten und in der Mitte zwischen diesen am kleinsten.

Wir gehen nun zur Untersuchung der elektrischen Konzentrationsänderung an den Elektroden über. Wir beschränken uns auf unselbständige Strömungen und nehmen zunächst an, daß bei Abwesenheit der elektrischen Strömung das Gas zwischen den Elektroden durch einen sekundären Ionisator räumlich konstant ionisiert sei.

An der Anode ist infolge einer elektrischen Strömung n_p nahezu gleich Null, n_n dagegen von Null verschieden. Die Differenz $(n_p - n_n) \cdot \varepsilon$ stellt die in der Volumeneinheit enthaltene Ladung dar. Demgemäß *ist unmittelbar an der Anode eine innere negative elektrische Ladung mit der räumlichen Dichte* $(-n_n \cdot \varepsilon)$ *vorhanden. Ebenso besitzt die unmittelbar an der Kathode liegende Gasschicht eine innere positive Ladung mit der räumlichen Dichte* $(n_p \cdot \varepsilon)$ da hier $n_p > n_n$ ist.

Von der Anode weg nimmt n_p rasch zu und wird in einigem Abstand von ihr gleich n_n; die negative Ladung erstreckt sich also nur von der Anode bis zu dem Querschnitt A_a. Dessen Abstand von der Anode sei l_a. Ebenso liegt an der Kathode nur bis zu einem Querschnitt A_k auf einer Strecke l_k eine innere positive Ladung. Zwischen A_a und A_k ist keine innere Ladung vorhanden, da hier $n_p = n_n$ ist. Die positive bezw. negative Stromstärke heiße hier mittlere I_{pm} bezw. I_{nm}; es gilt dann $I_{pm}/I_{nm} = v_p/v_n$, solange das Ohmsche Gesetz gilt. Die Schicht an der Anode mit positiver innerer Ladung und der Länge l_a heiße *anodische Ladungsschicht,* die an der Kathode mit der Länge l_k heiße *kathodische Ladungsschicht.*

Konzentrationserniedrigung in den Ladungsschichten. — Wir berechnen zunächst die Zahl der Ionen, welche von einem stationären Strome in der Zeiteinheit aus der positiven bezw.

negativen Ladungsschicht weggeführt werden. Für die Anode bezw. Kathode gilt:

$$N_p = \frac{1}{\varepsilon}\int_0^{l_a} \frac{d I_p}{d x} \cdot d x = \frac{I_{pm}}{\varepsilon} \quad \text{bezw.} \quad N_n = \frac{1}{\varepsilon}\int_0^{l_k} \frac{d I_n}{d x} \cdot d x = \frac{I_{nm}}{\varepsilon}.$$

Aus der anodischen Ladungsschicht werden also in der Zeiteinheit I_{pm}/ε positive und negative Ionen oder I_{pm}/ε Ionenpare weggeführt, aus der kathodischen Ladungsschicht I_{nm}/ε Ionenpare. Durch die elektrische Strömung wird demnach in den Ladungsschichten die Ionisation erniedrigt; im stationären Zustand ist deshalb unter sonst gleichen Verhältnissen die Ionisation und damit die Leitfähigkeit $\lambda = \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)$ in den Ladungsschichten immer kleiner als im Innern des durchströmten Gases; die Erniedrigung ist um so größer, je größer bei konstanter mittlerer Ionisation die Stromstärke ist. Im allgemeinen ist die Erniedrigung der Ionenkonzentration in der anodischen Ladungsschicht nicht ebenso groß wie an der Kathode. Die Zahl N_p der aus anodischen Ladungsschicht in der Zeiteinheit weggeführten Ionenpare verhält sich zu der aus der kathodischen Schicht weggeführten Zahl N_n wie I_{pm} zu I_{nm}; nun aber ist $I_{pm}/I_{nm} = v_p/v_n$, darum $N_p/N_n = v_p/v_n$. Die spez. Ionengeschwindigkeiten sind im allgemeinen nicht gleich, vielmehr ist v_n immer größer als v_p. Aus diesem Grunde *wird an der Kathode die Ionenkonzentration und damit das Leitvermögen durch die elektrische Strömung stärker vermindert als an der Anode. Die kathodische Ladungsschicht besitzt darum in Gasen einen größeren Widerstand als die anodische.* Untersucht man deshalb mit Hilfe der Methode der Querströme die Leitfähigkeit an der Kathode und an der Anode eines durchströmten Gases, so findet man dort einen kleineren Wert als hier.

Spannungsabfall an den Elektroden in unselbständigen Strömungen. — Da der Widerstand der Ladungsschichten größer ist als gleich langer anfänglich gleichartiger Schichten im Inneren des Gases, so ist in ihnen der Abfall der Spannung ein stärkerer als im Gasinnern, und an der Kathode ist er wieder stärker als an der Anode, da dort infolge der größeren negativen spez. Ionengeschwindigkeit die Erniedrigung der Ionenkonzentration größer ist. Dies zeigen in der That sämtliche Messungen des Spannungsabfalles in unselbständigen Strömungen (vergl. S. 158).

Ist λ_o die Leitfähigkeit, n_o die positive und negative Ionisation an einer Elektrode für den Strom Null, $\Delta\lambda_i$ und Δn_{pi} bezw. Δn_{ni} die von dem Strom i bewirkte Abnahme, so gilt

$$\frac{\Delta\lambda_i}{\lambda_o} = \frac{\Delta n_{pi}\cdot v_p + \Delta n_{ni}\cdot v_n}{n_o\cdot(v_p + v_n)}.$$

Da Δn_{pi} und Δn_{ni} zunehmen mit i, so ist nach der vorstehenden Gleichung die Abnahme der Leitfähigkeit an den Elektroden, verglichen mit der anfänglichen oder mittleren Leitfähigkeit, um so größer, je kleiner die anfängliche Ionisation an den Elektroden und je größer die Stromstärke ist. *Durch die Konzentrationserniedrigung in den Ladungsschichten wird darum in diesen der Widerstand und damit das Spannungsgefälle um so mehr erhöht, je kleiner die anfängliche Ionisation an der Elektrode und je größer die Stromstärke ist.*

Ist die anfängliche Leitfähigkeit an der Kathode kleiner als an der Anode, so schafft sich der Strom durch die von ihm bewirkte Konzentrationsänderung einen größeren Widerstand und ist darum kleiner, als wenn das Umgekehrte der Fall ist. Das Gleiche tritt ein, wenn an der Kathode der Querschnitt der Strombahn kleiner ist als an der Anode. Umgekehrt wird die Stärke einer unselbständigen Strömung mehr gesteigert, wenn man den Stromquerschnitt oder die Ionisation an der Kathode vergrößert, als wenn man das Gleiche an der Anode thut. Auf diese Weise erklären sich folgende Beobachtungen.

Ist bei einem unselbständigen Strom durch ein Flammengas oder ein auf andere Weise stark erhitztes Gas die Kathode heißer oder größer als die Anode, so ist der Strom stärker, als wenn das Umgekehrte der Fall ist. Bringt man an die Kathode eines Stromes durch die Bunsenflamme eine Salzperle, so wächst die Stromstärke beträchtlich; an der Anode bewirkt eine Salzperle nur eine geringe Vermehrung der Stromstärke.

Man lasse die Pole einer Batterie vermittelst Drähte in eine Flamme tauchen und verbinde einen jeden mit einem Elektroskop; das negative zeigt dann eine stärkere Divergenz als das positive wegen des stärkeren Spannungsabfalles an der Kathode. Verbindet man den einen Pol mit einem in die Flamme tauchenden glühenden Draht, den anderen mit dem kalten Metallbrenner und der Erde, so zeigt ein mit dem

Draht verbundenes Elektroskop starke Divergenz, wenn der Draht positiv ist, schwache, wenn er negativ ist. Es hat so den Anschein, als ob die Flamme nur die negative Elektrizität ableitete; in Wirklichkeit wird die Erscheinung bedingt durch die verschiedene Konzentrationserniedrigung an der verschieden heißen Kathode.

Bestrahlt man die eine Elektrode stärker mit Röntgen-, Becquerel- oder ultravioletten Strahlen, so ist bei konstanter elektromotorischer Kraft der Strom stärker, wenn er die stärker bestrahlte oder sekundär stärker strahlende Elektrode zur Kathode hat.

Läßt man zwischen zwei Elektroden, von denen die eine eine größere Fläche hat oder an eine stärker ionisierte Gasschicht grenzt, einen unselbständigen Wechselstrom fließen, so zeigt ein eingeschaltetes Galvanometer einen Gleichstrom an.

Ladungen an den Elektroden.[1] — In den Ladungsschichten sind innere Ladungen vorhanden, da hier die positive und die negative Ionisation voneinander verschieden sind; unmittelbar an der Anode befindet sich eine negative Ladung, unmittelbar an der Kathode eine positive.

Diese inneren Ladungen an den Elektroden lassen sich durch folgende Versuchsanordnung (Fig. 93 nach Rutherford) nachweisen.

A ist ein Metallcylinder, in ihn führt die Glasröhre *BC*, in dieser befindet sich der Draht *DE*, dieser ragt eine kurze Strecke frei in den Metallcylinder. Aus diesem führt eine Röhre, auf diese ist von ihr isoliert ein Metallgefäß mit einigen Öffnungen aufgesetzt. Dieses ist mit einem Elektrometer verbunden, das zum Nachweis einer elektrischen Ladung in seinem Innern dient. Man ionisiert nun das Gas in *A* durch Röntgenstrahlen, verbindet den Draht *DE* mit dem einen Pole einer Batterie und leitet den anderen Pol und den Metallcylinder zur Erde ab; es fließt dann zwischen Draht und Cylinder ein elektrischer Strom. Sobald man dann Gas an dem Draht entlang nach dem abschließenden Gefäß bläst, zeigt das Elektrometer eine Ladung an, welche das entgegengesetzte Vorzeichen wie der

---

[1] † Rutherford, Ph. M. (5) **43**, 241, 1897; Zeleny, Ph. R. **8**, 161, 1899.

Draht hat. Wirken die Röntgenstrahlen nicht, ist also das Gas nicht ionisiert, so wird die Elektrometernadel nicht abgelenkt. Durch den mechanischen Zwang des Gasstromes wird die innere Ladung, die im Gas unmittelbar an der Elektrode sitzt, offenbar mitgerissen und fortgeführt.

Elektrische Konzentrationsänderung an den Elektroden selbständiger Strömungen. Die vorstehenden Ausführungen über die elektrische Konzentrationsänderung an den Elektroden beziehen sich zunächst auf unselbständige Strömungen. Aber auch an den Elektroden selbständiger Strömungen findet Entionisierung statt. Indes liegen hier die Verhältnisse noch komplizierter,

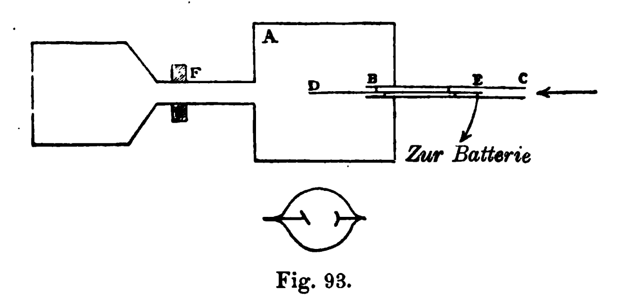


Fig. 93.

da hier an den Elektroden Ionisierung durch Ionenstoß eintritt, sowie die Geschwindigkeit der Ionen eine gewisse Grenze übersteigt. Nur über den Vorgang an der Kathode des Glimmstromes sei einiges gesagt.

An der Kathode des Glimmstromes wird in der ersten Kathodenschicht durch den Stoß der positiven Ionen das Gas ionisiert. Ist die Ionisierungsstärke N_i (Zahl der in der Volumeneinheit und der Zeiteinheit neu erzeugten Ionen), die Molisierungsstärke $\alpha \cdot n_p \cdot n_n$ und werden in der Zeiteinheit $f(j)$ positive und negative Ionen aus der Volumeneinheit vom Strome j durch die Flächeneinheit, also von der Stromdichte weggeführt, so ist im stationären Zustand $N_i = \alpha \cdot n_p \cdot n_n + f(j)$. Nun wächst $f(j)$, wenn j zunimmt. N_i ist darum um so größer, je größer die Stromdichte ist. Da N_i um so größer ist, je größer der Kathodenfall ist, so ist an der Kathode bei einem bestimmten Druck der Kathodenfall solange konstant, als die Stromdichte und somit N_i an jener konstant ist; wächst aber diese, so muß

auch der Kathodenfall zunehmen. In dem Kathodenfallgesetz (vergl. S. 170) tritt in der That der Kathodenfall als Funktion der Stromdichte an der Kathode auf.

6. Trennung gemischter Gase.[1])

Sind zwei Gase miteinander gemischt, so werden beide von einem auf ihr Gemisch wirkenden Ionisator ionisiert; dies gilt für sekundäre Ionisierung, wie von derjenigen durch Ionenstoß. Die negativen Ionen der zwei Gase sind dann in der Regel gleich, es sind negative Elektronen; verschieden aber sind die positiven Ionen. Der Strom I_p der positiven Ionen setzt sich darum aus zwei Teilen zusammen, einem Strom I_{p1} der ersten und einem Strom I_{p2} der zweiten Ionenart; es ist $I_p = I_{p1} + I_{p2}$. Sind die Werte von I_{p1} und I_{p2} unmittelbar an der Kathode gleich I'_{p1} und I'_{p2}, so gilt hier $I_g = I'_{p1} + I'_{p2}$. Es werden also an der Kathode im ganzen in der Zeiteinheit $\frac{I_g}{\varepsilon}$ positive Ionen abgeschieden, darunter $\frac{I'_{p1}}{\varepsilon}$ von der ersten, $\frac{I'_{p2}}{\varepsilon}$ von der zweiten Ionenart. Auf diese Weise bewirkt die elektrische Strömung durch ein Gasgemisch eine Trennung zweier Gase, sowie sich der positive Strom nicht nach dem durchschnittlichen Mischungsverhältnis in die zwei Gase an der Kathode verzweigt. Diese Vorbedingung wird aber in den seltensten Fällen erfüllt sein.

Die im Vorstehenden theoretisch behandelte Erscheinung liegt wohl vor in folgenden Beobachtungen. Stellt man in einem Gemisch zweier Gase einen Glimmstrom her, so überwiegt in der Intensität an der einen Elektrode das Spektrum des einen, an der anderen das Spektrum des anderen Gases. Kehrt man den Strom um, so bleiben diese Spektren an den Elektroden noch für eine kurze Zeit erhalten, kehren sich aber dann ebenfalls um. Läßt man durch ein Gemisch von Stickstoff und Wasserstoff längere Zeit einen Glimmstrom gehen und sperrt dann in geeigneter Weise den Gasraum um die Kathode ab von dem Gasraum um die Anode, so enthält

---

[1]) Baly, Ph. M. (5) **35**, 200, 1893; J. J. Thomson, Pr. R. S. **58**, 244, 1895.

jener mehr Wasserstoff als dieser, wie die spektrale Untersuchung zeigt.

Da in den positiven Schichten eine innere elektrische Konzentrationsänderung stattfindet, so kann auch in ihnen eine Trennung gemischter Gase erfolgen; in verschiedenen Teilen zeigen dann die leuchtenden Partien der positiven Schichten verschiedene Farben.

Da die Trennung gemischter Gase an der Kathode am meisten zu Tage tritt, so muß man bei der Bestimmung von Konstanten an der Kathode, die charakteristisch für ein Gas sind, so des normalen Kathodenfalls für große Reinheit des Gases Sorge tragen.

7. Elektrolytische Abscheidung an den Elektroden.

Man hat die Hauptstütze der Ionentheorie für Elektrolyte in der elektrolytischen Abscheidung an den Elektroden gesehen und man verlangte von denjenigen, welche in der elektrischen Strömung in Gasen und Metallen eine Strömung von Ionen sehen, den Nachweis elektrolytischer Abscheidung in diesen Leitern.

Was die Gase betrifft, so sind hinsichtlich der Abscheidung von Ionen an den Elektroden zwei Fälle zu unterscheiden. Der erste ist analog der Ionisation in Elektrolyten, der zweite derjenigen in Gasen.

In den Elektrolyten ist eine aus mehreren chemischen Atomen zusammengesetzte Gruppe in zwei Teile zerlegt oder elektrolytisch dissociert, ein jeder ist ein chemisches Atom oder sogar Atomaggregat; der eine Teil besitzt eine positive, der andere eine negative Ladung. Es ist möglich, daß auch ein chemisch zusammengesetztes Gas in dieser Weise sich elektrolytisch dissociirt oder ionisiert. In diesem Falle muß die eine chemische Komponente des Gasmoleküls an der einen, die andere an der anderen Elektrode von der elektrischen Strömung abgeschieden werden. Die Ionen werden sich hierbei selbstverständlich nicht in einer festen Schicht auf den Elektroden ablagern, sondern sowie sie an diesen neutralisiert sind, wieder in den Gasraum zurückdiffundieren. Will man ihr Auftreten an den Elektroden nachweisen, so muß man das Gas an diesen

absaugen; an der einen Elektrode ist dann im abgesaugten Gase die eine chemische Komponente im Überschuß vorhanden, an der anderen die andere. Dieser Versuch ist bei Glimm- und Bogenstrom durch Wasserdampf ausgeführt worden, und man fand in der That an der einen Elektrode ein Überwiegen des Wasserstoffes, an der anderen ein Überwiegen des Sauerstoffes. Dieses Resultat kann indes auch durch die hohe und verschiedene Temperatur der Elektroden bedingt sein und dadurch, daß sowohl Wasserstoff wie Sauerstoff in ein positives Ion und ein negatives Elektron zerlegt wurde, und durch die elektrische Strömung eine Trennung der verschiedenen Gasionen eintrat. Auch andere elektrolytische Abscheidungen in zusammengesetzten Gasen, besonders in stark erhitzten, sind wahrscheinlich nicht primär durch den elektrischen Strom, sondern durch sekundäre Ursachen bedingt. Sie seien darum weiter unten in dem Abschnitt „chemische Wirkungen“ besprochen.

Der zweite und gewöhnliche Fall der Ionisation besteht in Folgendem. Von einem neutralen Gasatom oder Gasmolekül wird durch einen Ionisator ein negatives Elektron losgelöst, der Rest bleibt positiv zurück. Das so entstehende positive und negative Ion kann sich dann noch weiter beladen mit neutralen Molekülen. An der Anode wird dann das negative Elektron abgeschieden; es selbst tritt in die Anodenfläche ein und entzieht sich so dem Nachweis; die eventuell von ihm mitgeführten Gasmoleküle diffundieren dagegen wieder in den Gasraum zurück. An der Anode ist darum in durchströmten Gasen die chemische Masse der abgeschiedenen negativen Ionen in dem angenommenen Falle nicht nachweisbar. An der Kathode trifft das Gleiche zu; hier nämlich treten die positiven Gasionen in die Elektrodenoberfläche und bilden ein neutrales Gasmolekül, indem sie sich mit einem negativen Elektron vereinigen; darauf diffundieren sie als neutrales Teilchen wieder von der Elektrode weg.

Drittes Kapitel.

Das Ohmsche Gesetz und die Grenze seiner Giltigkeit.

1. Grundgedanke des Ohmschen Gesetzes.[1])

Die Geschwindigkeit eines Ions ist im stationären elektrischen Strome nicht konstant infolge des Zusammenstoßes mit anderen Teilchen; unmittelbar vor diesem ist sie am größten, nach ihm in der Regel am kleinsten. Auch wandern nicht alle Ionen durch einen Stromquerschnitt gleichzeitig mit der gleichen Geschwindigkeit. Zum Zweck der mathematischen Darstellung kann man indes für viele Fälle annehmen, daß die Geschwindigkeit aller Ionen in einem Querschnitt gleich und zeitlich konstant sei, stationärer Strom und Homogenität des Leiters vorausgesetzt. Man kann also die Ionenwanderung als eine stationäre Bewegung ohne Beschleunigung betrachten, die unter dem Einfluß einer treibenden Kraft X und einer Widerstandskraft steht. Diese Widerstandskraft kann man proportional der Geschwindigkeit V_n bezw. V_p setzen. Ist μ die Masse des Ions, $\frac{\varepsilon}{v}$ eine Konstante, t die Zeit, so gilt:

$$\mu_p \frac{d V_p}{d t} = \varepsilon \cdot X - \frac{\varepsilon}{v_p} \cdot V_p \quad \text{bezw.}$$

$$\mu_n \frac{d V_n}{d t} = \varepsilon \cdot X - \frac{\varepsilon}{v_n} \cdot V_n .$$

Da die Bewegung ohne Beschleunigung erfolgt, so ist

$$\frac{d V_p}{d t} = \frac{d V_n}{d t} = 0,$$

und darum

$$V_p = v_p \cdot X \quad \text{bezw.} \quad V_n = v_n \cdot X .$$

Die mittleren Ionengeschwindigkeiten sind also proportional der treibenden örtlichen Kraft. Die Konstanten v_p und v_n sind die spez. Ionengeschwindigkeiten.

[1]) Stark, A. Ph. 5, 90, 1901; Naturw. R. 16, 1901.

Der vorstehende Satz über die Proportionalität zwischen Ionengeschwindigkeit und örtlicher Kraft ist der Grundgedanke des Ohmschen Gesetzes. Aus ihm läßt es sich in allen seinen Formen herleiten. Umgekehrt kann man aus der Giltigkeit des Ohmschen Gesetzes in einem Falle schließen, daß hier die Ionengeschwindigkeit proportional der örtlichen Kraft sei.

2. Differential- und Integralform des Ohmschen Gesetzes.

Bezeichnet wieder I_p bezw. I_n die positive bezw. negative, I_g die gesamte Stromstärke, ε die Ionenladung, n_p bezw. n_n die positive bezw. negative Ionisation, so gilt nach dem Grundgedanken des Ohmschen Gesetzes für den stationären Strom im Querschnitt Eins:

$$I_p = n_p \cdot \varepsilon \cdot v_p \cdot X,$$
$$I_n = n_n \cdot \varepsilon \cdot v_n \cdot X,$$
$$I_g = \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n) \cdot X.$$

Die Kraft X läßt sich in zwei Teile zerlegen, erstens das Spannungsgefälle $-\frac{dV}{dx}$, zweitens eine innere elektrische Triebkraft e_{ip} bezw. e_{in}. Wir erhalten dann:

$$I_p = -n_p \cdot \varepsilon \cdot v_p \cdot \left(\frac{dV}{dx} - e_{ip}\right),$$
$$I_n = -n_n \cdot \varepsilon \cdot v_n \cdot \left(\frac{dV}{dx} - e_{in}\right),$$
$$I_g = -\varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n) \frac{dV}{dx} + \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p \cdot e_{ip} + n_n \cdot v_n \cdot e_{in}).$$

Während $\frac{dV}{dx}$ für die positiven Ionen ebenso groß ist wie für die negativen, sind e_{ip} und e_{in} im allgemeinen einander nicht gleich. Doch hiervon wird weiter unten (vergl. elektromotorische Kräfte) die Rede sein. Hier sei Gleichheit dieser inneren Kräfte im Interesse der Einfachheit angenommen, oder es sei eine gemeinsame innere elektrische Triebkraft e_i eingeführt durch die Definition

$$e_i = \frac{1}{n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n} (n_p \cdot v_p \cdot e_{ip} + n_n \cdot v_n \cdot e_{in}).$$

Führt man weiter den Begriff der spez. Leitfähigkeit

gemäß der Definition $\lambda = \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)$ ein, so erhält man als allgemeine *Differentialform des Ohmschen Gesetzes:*

$$I_g = -\varepsilon (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n) \left(\frac{dV}{dx} - e_i \right) = -\lambda \cdot \left(\frac{dV}{dx} - e_i \right).$$

Diese Differentialform stellt dar die gesamte Stromstärke in Abhängigkeit von den in einem *Querschnitt* vorhandenen Stromvariabeln. Man erhält das Ohmsche Gesetz in der Integralform für das *Leiterstück* (x_1, x_2), indem man über das Differentialgesetz nach x zwischen x_1 und x_2 integriert.

$$I_g \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\lambda} = (V_1 - V_2) + \int_{x_1}^{x_2} e_i \, dx.$$

Das bestimmte Integral $\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\lambda}$ nennen wir den Widerstand R des Leiterstückes, das Integral $\int_{x_1}^{x_2} e_i \, dx$ nennen wir elektromotorische Kraft E_i in dem Leiterstück. Bei Einführung von R und E_i erhalten wir als allgemeine Integralform des Ohmschen Gesetzes.

$$I_g \cdot R = (V_1 - V_2) + E_i.$$

Ist keine innere elektromotorische Kraft vorhanden, so gilt

$$I_g \cdot R = V_1 - V_2.$$

Integriert man über den ganzen Stromkreis, so erhält man das Integralgesetz in folgender Form:

$$I_g \cdot \sum R = \sum E_i.$$

$\sum R$ ist hierin die Summe sämtlicher Widerstände, $\sum E_i$ die Summe sämtlicher innerer elektromotorischer Kräfte.

Besitzt ein Leiterstück (x_1, x_2) die Länge $l = x_2 - x_1$ den konstanten Querschnitt q, die räumlich konstante Leitfähigkeit λ, so erhält man das Ohmsche Widerstandsgesetz

$$R = \frac{1}{\lambda \cdot q} \int_{x_1}^{x_2} dx = \frac{l}{\lambda \cdot q}.$$

e_i ist die innere Triebkraft auf die Einheit der elektrischen

Ladung; $e_i\,dx$ stellt eine Arbeit dar, geleistet an der Ladungseinheit auf dem Wege dx. Die innere elektromotorische Kraft $E_i = \int_{x_1}^{x_2} e_i\,dx$ ist demgemäß eine in dem Leiterstück (x_1, x_2) enthaltene Energiedifferenz, bezogen auf die Einheit der elektrischen Ladung; als Differenz besitzt sie eine Richtung im Raume.

3. Scheinbare Abweichung vom Ohmschen Gesetze.

Ins Auge gefaßt sei das Ohmsche Gesetz für ein Leiterstück, nämlich

$$I_g = \frac{(V_1 - V_2) + E_i}{r}.$$

Nimmt man an, daß der Widerstand r des Leiterstückes konstant sei und überhaupt keine inneren Kräfte auftreten, daß also $I_g = \frac{V_1 - V_2}{r}$ sei, so ist nach dieser Formel die Spannungsdifferenz $(V_1 - V_2)$ zwischen den zwei betrachteten Punkten proportional der Stromstärke. Man hat nach dieser Formel das Ohmsche Gesetz für homogene metallische und elektrolytische Leiter geprüft und es bestätigt gefunden. Man hat es nach der gleichen Schablone auch für durchströmte Gase geprüft, hat aber die Proportionalität nicht gefunden und dann gesagt, daß das Ohmsche Gesetz für Gase im allgemeinen nicht gelte.

Dies war indes oberflächlich. Es treffen nämlich bei durchströmten Gasen nicht mehr die Voraussetzungen zu, die jener Prüfungsmethode nach Proportionalität zu Grunde liegen. Einmal ist ja der Zustand des Gases und darum sein Widerstand abhängig von der Stromstärke und nicht mehr konstant; zweitens treten in einem durchströmten Gase gemäß seines räumlichen variablen Zustandes auch innere elektromotorische Kräfte auf. Will man also eine Strömung durch ein Gas auf die Giltigkeit des Ohmschen Gesetzes prüfen, so hat man diese Prüfung auf das allgemeinere Ohmsche Gesetz

$$I_g = \frac{(V_1 - V_2) + E_i}{r}$$

zu gründen und zu beachten, daß sowohl E_i wie r nunmehr eine Funktion der Stromstärke ist.

Ein großer Teil der Abweichungen elektrischer Strömung in Gasen vom Ohmschen Gesetze ist nach dem Vorstehenden als scheinbar zu betrachten. Für durchströmte Gase hat man eben nicht das einfache Proportionalitätsgesetz $\left(I_g = \frac{V_1 - V_2}{r}\right)$ anzuwenden. Und wenn man auf Grund der Versuche über die Beziehung zwischen Elektrodenspannung und Stromstärke von Abweichungen sprechen will, so soll man nicht vorschnell sagen Abweichung vom Ohmschen Gesetze, sondern Abweichungen vom Ohmschen Gesetze der Proportionalität zwischen Klemmspannung und Stromstärke.

4. Der elektrische Konvektionsstrom, Giltigkeitsgrenze des Ohmschen Gesetzes.[1]

Der Grundgedanke und der eigentliche Inhalt des Ohmschen Gesetzes, dies sei mit Nachdruck wiederholt, ist der Satz, daß die Geschwindigkeit der Ionen proportional der örtlichen Kraft ist. Ein Ohmscher Strom ist eine solche elektrische Strömung, für welche dieser Satz gilt.

Wir müssen die Möglichkeit zugeben, daß der Ohmsche Strom nicht die einzige Form der stationären elektrischen Strömung ist, und daß es Fälle giebt, in denen das Ohmsche Gesetz in der That nicht mehr gilt.

Nehmen wir zweierlei an. Erstens die Kraft, welche die Ionen treibt, soll auf kleiner Strecke im Raume von einem großen Werte auf einen bedeutend kleineren Wert sinken. Zweitens die mittlere freie Weglänge (Weg zurückgelegt ohne Zusammenstoß) der Ionen, welche in der Richtung der Abnahme der Kraft sich bewegen, soll groß sein, größer als die Strecke, innerhalb welcher die Kraft von dem hohen zu dem niedrigen Werte sinkt. Was geschieht unter diesen Verhältnissen?

An dem Orte großer Kraft nehmen die Ionen eine große Geschwindigkeit an; wegen ihrer großen freien Weglänge behalten sie diese auf eine längere Strecke bei und schießen mit

[1]) Stark, A. Ph. 5, 89, 793, 1901; 7, 932, 1902.

ihr durch die folgende Stelle kleiner Kraft. Hier also treten trotz der kleinen örtlichen Kraft große Ionengeschwindigkeiten auf. In diesem Falle kann darum von einer Proportionalität zwischen Kraft und Ionengeschwindigkeit nicht mehr die Rede sein; in diesem Falle einer stationären elektrischen Strömung gilt also das Ohmsche Gesetz nicht mehr.

In dem betrachteten Falle kann man den elektrischen Strom in dem Querschnitte kleiner Kraft in zwei Teile zerlegen; einen Teil, der die Strömung der Ionen umfaßt, welche ihre Geschwindigkeit erst von der örtlichen Kraft erhalten, dieser Teil kann als Ohmscher Leitungsstrom betrachtet werden; einen Teil, der die Ionen umfaßt, welche den größten Teil ihrer Geschwindigkeit an vorausgehenden Stellen großer Kraft erhalten haben; dieser Strom folgt nicht dem Ohmschen Gesetze, er sei *elektrischer Konvektionsstrom* genannt. Ein Kathoden- oder Kanalstrahlenbüschel z. B. stellt an Orten kleiner Kraft einen elektrischen Konvektionsstrom dar.

Die hier charakterisierte Strömung läßt sich also als eine Summe aus einem Ohmschen Leitungsstrom und einem elektrischen Konvektionsstrom auffassen. Bezeichnen wir jenen mit l, diesen mit k, so erhalten wir als allgemeineres Strömungsgesetz folgende Gleichungen:

$$I_p = I_{lp} + I_{kp} = n_p \cdot \varepsilon \cdot v_p \cdot X_p + I_{kp},$$
$$I_n = I_{ln} + I_{kn} = n_n \cdot \varepsilon \cdot v_n \cdot X_n + I_{kn},$$
$$I_g = I_{lg} + I_{kg}.$$

Die Strömungserscheinungen in Gasen lassen sich zum Teil ausreichend genau auf Grund des Ohmschen Gesetzes darstellen, zum Teil muß auf sie das allgemeinere Strömungsgesetz angewendet werden. Beide Gesetze gehen natürlich allmählich in einander über, die Grenze zwischen ihnen ist nicht scharf.

Es ist Folgendes ohne weiteres verständlich. Der Betrag des elektrischen Konvektionsstromes in einem Querschnitte ist sehr klein und zu vernachlässigen, wenn die freie Weglänge (λ) der Ionen klein ist im Verhältnis zur Strecke (Δx), auf welcher die Kraft um einen merklichen Betrag (ΔX) sinkt. Ist ΔX_λ die Abnahme auf der mittleren freien Weglänge λ, X_λ die Kraft am Ende der Strecke λ, so muß gelten

$$\frac{\Delta X_\lambda}{X_\lambda} < -k,$$

wo k ein kleiner echter Bruch ist. Diese Gleichung ist vor allem an der Kathode im Glimmstrom nicht erfüllt. Hier nimmt auf der Strecke des Kathodendunkelraumes, der kürzer ist als die freie Weglänge der negativen Ionen, die Kraft von einem sehr großen Werte an der Kathode bis fast auf Null in der negativen Glimmschicht ab.

Je größer λ ist, desto geringer muß die Abnahme der Kraft in der Richtung der Ionenbewegung sein, wenn das Ohmsche Gesetz noch genau gelten soll. In Gasen, besonders in verdünnten, kommen nun einerseits große freie Weglängen der Ionen vor, andererseits große räumliche Variationen der elektrischen Kraft, besonders unmittelbar an den Elektroden. Darum treten hier Abweichungen vom Ohmschen Gesetze ein.

Das Ohmsche Gesetz kann für einige Teile der Strömung durch ein Gas nicht mehr gelten, während es für die anderen noch gilt. So gilt es immer in der ungeschichteten positiven Lichtsäule, da hier die Kraft räumlich konstant ist. Die Giltigkeit hört unter sonst gleichen Umständen früher für die negativen Ionen (Elektronen) auf, da diese bei gleicher Geschwindigkeit eine größere mittlere freie Weglänge besitzen als die positiven.

Die Abweichung der elektrischen Strömung in Gasen vom Ohmschen Gesetze zieht wichtige Folgen nach sich. Diese werden an anderer Stelle besprochen. Im Anschluß an das Vorhergehende sei indes hier noch besonders auf sie aufmerksam gemacht. Solange man nämlich auf dem Ohmschen Gesetze stehen bleibt und nicht zu einer allgemeineren Auffassung der elektrischen Strömung in Gasen fortschreitet, vermag man gewisse Erscheinungen nicht zu verstehen.

Das Auftreten des elektrischen Konvektionsstromes in Gasen hat zunächst zur Folge, daß nicht mehr, wie im Ohmschen Strome die Linien der Kraft mit den Linien der Strömung zusammenfallen.

Eine weitere Folge der Abweichung vom Ohmschen Gesetze ist der Gangunterschied zwischen Kraft und Ionisierung (vergl. S. 58), ferner der Gangunterschied zwischen (Kraft) elektrischer Arbeit und Joulescher Wärme (vergl. thermische Wirkungen).

Endlich spielt die Abweichung bei der Schichtung eine Rolle. Diese eigenartige Erscheinung läßt sich in ihrem Zu-

standekommen und in ihrer Abhängigkeit nur dann verstehen, wenn man für durchströmte Gase den speziellen Standpunkt des reinen Ohmschen Gesetzes aufgiebt.

5. Kraftlinien und Stromlinien.

Geht man in einer elektrischen Strömung von einem Punkte nach allen möglichen Richtungen weg, in denen die Triebkraft Null ist, so erhält man eine Niveaufläche der Spannung. Die Linien, welche senkrecht zu den Niveauflächen der Spannung laufen, sind die Richtungen, in denen die Kraft am größten ist, oder die *Kraftlinien.*

Die Linien, in denen sich die Ionen im elektrischen Strome bewegen, heißen *Stromlinien.* Da man die Strömung in einem Gase in einen Ohmschen Strom und einen Konvektionsstrom zerlegen kann, so kann man von Linien des Ohmschen und von Linien des Konvektionsstromes sprechen.

Im Ohmschen Strome ist die Geschwindigkeit der Ionen proportional der örtlichen Triebkraft und hat offenbar deren Richtung. Darum *fallen die Ohmschen Stromlinien mit den Kraftlinien zusammen.*

Im elektrischen Konvektionsstrome ist die Geschwindigkeit der Ionen nicht proportional der örtlichen Kraft; *die Kraftlinien und die Linien des Konvektionsstromes fallen im allgemeinen nicht mehr zusammen;* ja diese können unter Umständen auf kurzer Strecke entgegen der Kraft laufen.

Da, wo die elektrische Strömung in einem Gase eine reine Ohmsche ist, fallen die Stromlinien mit den Kraftlinien zusammen, auch wenn diese gekrümmt sind. Dies ist z. B. in der ungeschichteten positiven Lichtsäule der Fall bei Drucken über 1 mm; sie folgt einer Krümmung der Strombahn. Bei größeren Geschwindigkeiten der Ionen gilt dies nicht mehr. Es vermögen nämlich dann die Ionen infolge ihrer Centrifugalkraft der Krümmung der Kraftlinien nicht mehr zu folgen, sie werden aus diesen herausgetrieben und unter Umständen gegen die begrenzende Glaswand geschleudert, auf der sich ihr Auftreffen durch Fluorescenz bemerkbar macht.

Die Linien des Konvektionsstromes folgen gekrümmten Kraftlinien nicht. Sie werden zwar durch eine zu ihrer

Richtung senkrechte Kraft gekrümmt, aber nicht so weit, daß sie die Richtung der Kraft annehmen. Ein bekanntes Beispiel hierfür sind die Kathodenstrahlen, sie vermögen einer Krümmung der Strombahn nicht zu folgen oder nicht um eine Ecke derselben zu biegen.

Die Linien des Ohmschen Stromes laufen an der nichtleitenden Begrenzung parallel mit dieser, sie bilden mit ihr den Winkel Null. Die Linien des Konvektionsstromes können unter einem von Null verschiedenen Winkel eine nichtleitende Begrenzung treffen, indem sie dabei an dieser eine Art Reflexion erleiden. Bringt man in eine Ohmsche Strömung einen Zwischenkörper, der nur sehr wenig Strom durch sich gehen läßt, sei es infolge sehr kleiner Leitfähigkeit, sei es infolge großen Spannungsabfalles in seiner Grenzfläche, dann biegen an ihm die Stromlinien um, laufen an seiner Oberfläche entlang und dringen in den Raum unmittelbar vor und hinter ihm ein. Dies gilt von den Linien des Konvektionsstromes nicht mehr; soweit sie die Vorderfläche des Zwischenkörpers treffen, werden sie von ihm zerstreut; die unmittelbar an seinem Umriß vorbeistreifenden Linien verfolgen den Weg auch nach dem Vorbeigehen in der Hauptsache unabgelenkt und dringen vor allem nicht in den Raum hinter dem Zwischenkörper nach Maßgabe des Ohmschen Gesetzes ein. Auf diese Weise entsteht hinter diesem ein *stromschwacher Raum*; die Linien des Konvektionsstromes, beispielsweise die Kathodenstrahlen, entwerfen von dem Zwischenkörper ein *Schattenbild* auf einer hinter ihm senkrecht zu ihnen liegenden Fläche.

Die Linien des Ohmschen Stromes können einander nicht schneiden. Dies gilt nicht mehr von den Linien des Konvektionsstromes; sie können einander oder die Linien des Ohmschen Stromes schneiden. So können Kathodenstrahlen einander durchkreuzen.

Fünfter Teil.

Ionenstrahlen.

I. Erzeugung und Eigenschaften der Kathodenstrahlen.

1. Allgemeines über Ionenstrahlen.

In flüssigen und festen Leitern ist die freie Weglänge der Ionen klein; sie treffen nach kurzer Zeit immer wieder auf neutrale Moleküle; werden sie magnetisch oder elektrisch abgelenkt, so nehmen sie darum die neutralen Moleküle mit, es erscheint der Leiter als Ganzes abgelenkt. Dazu ist ihre Geschwindigkeit im elektrischen Strome immer an einen entsprechenden Wert der elektrischen Triebkraft geknüpft; außerhalb eines elektrischen Feldes treten sie nicht in geordneter Bewegung auf.

Anders in Gasen. Hier besitzen die Ionen relativ große freie Weglängen, sie bewegen sich zwischen den neutralen Gasmolekülen hindurch, ohne auf die ganze Gasmasse als solche einen Impuls auszuüben. Sie können eine riesige Geschwindigkeit annehmen, und mit dieser, entgegen dem Ohmschen Gesetze, aus starken elektrischen Feldern heraus in Räume treten, wo das elektrische Feld schwach ist im Vergleich zu der Ionengeschwindigkeit. In Gasen vermögen die Ionen gleichsam einzeln und losgetrennt von dem neutralen Medium aufzutreten. Indem ein Ion auf Grund einer großen Geschwindigkeit, die ihm an einer Stelle erteilt wurde, in sehr schwachen elektrischen und magnetischen Feldern geradlinig auf einer beträchtlichen Wegstrecke fortschreitet, nimmt es den Charakter eines Strahles an. Man kann in diesem Sinne von *Ionenstrahlen* sprechen.

Während wir bei flüssigen und festen Leitern das bewegte Ion immer im Zusammenhang mit einem elektrischen Strome betrachten müssen, können wir es im Ionenstrahl für sich allein losgetrennt von der elektrischen Strömung in einem Kreise untersuchen. *Die Lehre von den Ionenstrahlen tritt somit in eine Linie mit der Lehre von der Ohmschen elektrischen Strömung.*

Von den elektromagnetischen Wellenstrahlen, z. B. Lichtstrahlen sind die Ionenstrahlen fundamental verschieden. Im Unterschied von jenen führen sie nämlich eine elektrische Ladung mit sich. Untereinander weisen sie auch große Unterschiede auf. Da giebt es einmal positive und negative Ionenstrahlen. Jene sind bewegte positive Ionen und führen positive Ladung mit sich; diese bewegte negative Ionen. Im elektrischen und magnetischen Felde erfahren die Ionenstrahlen als bewegte elektrische Ladung eine Ablenkung von der geradlinigen Richtung, sie krümmen sich, ähnlich wie die Bahn eines Körpers, der mit einer gewissen Anfangsgeschwindigkeit unter dem Einfluß der Schwerkraft geneigt zu deren Richtung dahinfliegt. Bei gleicher Bewegungsrichtung werden die positiven Ionenstrahlen entgegengesetzt zu den negativen abgelenkt.

Ein zweiter Unterschied wird durch die Masse der Ionen bedingt. Und zwar unterscheiden sich in dieser Beziehung nicht blos die Ionenstrahlen verschiedenen Vorzeichens voneinander, sondern auch innerhalb eines Vorzeichens kommen große Verschiedenheit in der Masse vor. Dies gilt vor allem für die negativen Ionenstrahlen. Bei höheren Drucken treten in ionisierten Gasen zweifellos in großer Zahl solche negative Ionen auf, deren Masse von der Größenordnung derjenigen der chemischen Atome ist. Die Strahlen dieser negativen Ionen sind bis jetzt noch sehr wenig untersucht. Außer diesen negativen Ionen treten aber solche auf, deren Masse viel kleiner ist als diejenige des chemischen Atoms, und zwar ungefähr tausendmal kleiner als die Masse des Wasserstoffatoms. Ein solches negatives Ion wird gewöhnlich *Elektron* oder *Quante* genannt, und die Strahlen dieser Ionen heißen *Kathodenstrahlen.* Bei den positiven Ionen haben sich so riesige Unterschiede in der Masse noch nicht gezeigt; man hat bis jetzt noch keine positiven Ionen nachweisen können, deren Masse

von kleinerer Größenordnung als diejenige der chemischen Atome gewesen wäre; doch haben sich oberhalb dieser Größenordnung beträchtliche Unterschiede in der Masse der positiven Ionen gezeigt. Da die positiven Ionenstrahlen in Kanälen der Kathode bei niedrigen Gasdrucken beobachtet wurden, hat man sie *Kanalstrahlen* genannt, der Analogie wegen kann man sie auch als *Anodenstrahlen* bezeichnen.

2. Ursprung der Kathodenstrahlen.[1])

Da die Kathodenstrahlen bewegte negative Ionen (Elektronen) sind, so kommen sie dadurch zustande, daß negativen Ionen auf irgend eine Weise eine Geschwindigkeit erteilt wird. So entstehen sie in einem elektrischen Felde, wenn negative Ionen eine Spannungsdifferenz frei durchlaufen. Je größer diese ist, desto größer ist die Geschwindigkeit der erzeugten Kathodenstrahlen. Da besonders an der Kathode in verdünnten Gasen auf kurzer Strecke eine große Spannungsdifferenz liegt, so ist vor allem die Kathode der Ausgangspunkt zahlreicher und schneller Kathodenstrahlen. Ferner ist in einer Verengerung in einem durchströmten Gase der Spannungsabfall groß; darum treten, besonders bei niedrigen Drucken, aus solchen Verengerungen Kathodenstrahlen in der Richtung nach der Anode aus. Indes nicht blos an der Kathode und an Verengerungen entstehen Kathodenstrahlen; sie sind auch in den übrigen Teilen einer Strömung, insonderheit bei niedrigen Drucken, so in der positiven Lichtsäule, vorhanden; nur erlangen sie hier entsprechend dem kleinen Spannungsabfall eine kleinere Geschwindigkeit.

In dem vorstehenden Falle verdanken die Kathodenstrahlen ihre Geschwindigkeit der Energie des elektrischen Feldes. Es können weiter Kathodenstrahlen auch von der Energie anderer bereits vorhandener Kathodenstrahlen erzeugt werden; diese

[1]) Plücker, P. A. **103,** 104, 1858; **107,** 77, 1859; **116,** 45, 1862; Hittorf, P. A. **136,** 198, 1869; Goldstein, B. B. 1876, 284; Crookes, Ph. M. (5) **7,** 57, 1879; W. Wien, W. A. **65,** 440, 1898; Lenard, W. B. **108,** 1649, 1899; A. Ph. **2,** 359, 1900; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **48,** 547, 1899; Merritt u. Stewart, Ph. R. **11,** 230, 1900; vergl. Litt. S. 86 u. S. 105.

heißen dann primäre, jene sekundäre Kathodenstrahlen. Dieser Fall tritt ein, wenn primäre Kathodenstrahlen durch Teilchen des Mediums, welches sie durchfliegen, zerstreut werden. Es entstehen hierbei Strahlen, welche eine kleinere Geschwindigkeit als die primären besitzen; entweder können nämlich primäre Strahlen durch Zusammenstoß mit anderen Teilchen kinetische Energie abgeben und so eine kleinere Geschwindigkeit annehmen, oder es können aus neutralen Teilchen durch den Stoß der primären Strahlen neue negative Ionen erzeugt werden und von den primären kinetische Energie und Geschwindigkeit übernehmen. Der Unterschied zwischen den primären und sekundären Strahlen liegt lediglich in der Geschwindigkeit.

Hinsichtlich der Erzeugung von Kathodenstrahlen sind zwei Fälle zu unterscheiden. Die negativen Ionen (Elektronen) können erstens durch den Stoß der Ionen einer selbständigen Strömung erzeugt sein; hierzu ist die Anwendung einer beträchtlichen Elektrodenspannung notwendig. Sie können zweitens durch einen sekundären Ionisator oder Elektrisator erzeugt und dann erst von dem elektrischen Felde beschleunigt werden. Im zweiten Falle genügen schon kleine Elektrodenspannungen zur Gewinnung von Kathodenstrahlen, ja man erhält diese auch ohne Anwendung eines elektrischen Feldes; aber dann ist eben ihre Geschwindigkeit entsprechend klein. Als Beispiele für die Erzeugung von Kathodenstrahlen durch sekundäre Ionisatoren oder Elektrisatoren seien folgende angeführt.

Läßt man Lichtstrahlen, besonders kurzwellige, auf eine gut gereinigte Metallfläche fallen, so gehen von dieser negative Ionen (Elektronen) aus; diese zeigen das Verhalten von Kathodenstrahlen; indem man der bestrahlten Metallfläche eine negative Spannung giebt, kann man ihnen beliebige Geschwindigkeiten erteilen; sie können sich in den umgebenden Gasraum um so weiter fortpflanzen, je kleiner hier der Gasdruck und je größer ihre Geschwindigkeit ist. Die nachstehende Fig. 94 zeigt eine Vorrichtung, um Kathodenstrahlen im Vakuum mit Hilfe des ultravioletten Lichtes zu erzeugen. K ist eine Metallkathode (Aluminium), A eine Anode; durch das Quarzfenster Q und das seitliche Rohr S wird die Kathode durch die Funkenstrecke F bestrahlt.

Ähnlich wie mit Hilfe der lichtelektrischen Zerstreuung

kann man auch mit Hilfe von Röntgenstrahlen Kathodenstrahlen erzeugen. Läßt man nämlich Röntgenstrahlen auf einen beliebigen Körper, vor allem auf Metall fallen, so senden dessen Teilchen neue Strahlen aus, die Sekundärstrahlen (vergl. S. 82). Ein Teil von diesen zeigt den Charakter von Kathodenstrahlen; sie verdanken ihre Energie derjenigen der einfallenden Röntgenstrahlen. Durch ein elektrisches Feld läßt sich die Geschwindigkeit der von Röntgenstrahlen erzeugten Kathodenstrahlen erhöhen.

Wie oben S. 49 dargelegt wurde, gehen von der Oberfläche eines weißglühenden Körpers negative Ionen aus. Läßt man diese in ein stark verdünntes Gas in einem elektrischen

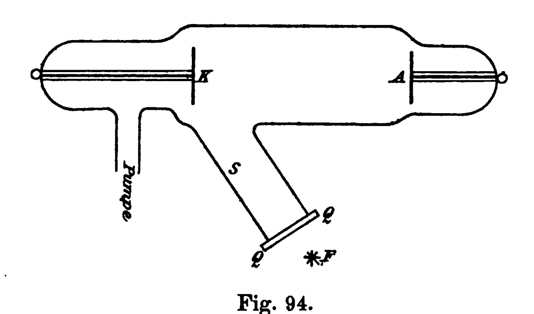


Fig. 94.

Felde austreten, so zeigen sie das Verhalten von Kathodenstrahlen.

Endlich lassen sich wie mit ultravioletten und Röntgenstrahlen Kathodenstrahlen sekundär auch mit Becquerelstrahlen erzeugen, indem man diese auf einen Körper (Metall) fallen läßt. Doch sind hierbei entsprechend dem zusammengesetzten Charakter der Becquerelstrahlen zwei Fälle zu unterscheiden. Die einfallenden Strahlen können erstens, analog den ultravioletten und Röntgenstrahlen, keine negative Ladung mit sich führen und magnetisch unablenkbar sein; nur dieser Fall entspricht den vorausgehenden Beispielen sekundärer Erzeugung von Kathodenstrahlen. Zweitens können die Becquerelstrahlen selbst Kathodenstrahlen sein, sie verwandeln sich dann lediglich durch Zerstreuung in sekundäre. Wie die primären Kathodenstrahlen, die von den radioaktiven Substanzen ausgesandt werden, entstehen, ist noch nicht bekannt. Wir können lediglich vermuten,

daß sie ihre Energie in letzter Linie einer chemischen Umlagerung in der radioaktiven Substanz verdanken. Im übrigen zeigen sie genau das Verhalten der von einem elektrischen Felde erzeugten Kathodenstrahlen und besitzen große Geschwindigkeiten.

3. Ladung.[1]

Da die Kathodenstrahlen negative Ionen sind, so führen sie eine negative Ladung mit sich; sie stellen einen elektrischen Strom dar. Unter *Intensität* I_{kn} der durch einen Querschnitt im Raume gehenden Kathodenstrahlen versteht man die Menge der negativen elektrischen Ladung, welche von ihnen in der Zeiteinheit durch den Querschnitt geführt wird. Ist N die Zahl der in der Zeiteinheit durch den Querschnitt gehenden Kathodenstrahlteilchen, ε die Ionenladung, so gilt $I_{kn} = N \cdot \varepsilon$.

Die negative Ladung der Kathodenstrahlen weist man in folgender Art nach. Man läßt sie auf einen festen Körper, *den Auffänger*, fallen; indem sie in diesen eindringen, sammeln sie sich in ihm und auf seiner Oberfläche zum Teil an, zum Teil gehen sie von ihm wieder weg, sei es infolge von Reflexion oder infolge von Leitung durch das umgebende ionisierte Gas. Um diesen Verlust durch Leitung gering zu machen, giebt man dem Gase einen niedrigen Druck; dann wird es ja wenig ionisiert. Den Auffänger verbindet man mit einem Elektrometer oder einem empfindlichen zur Erde abgeleiteten Galvanometer. Sowie dann Kathodenstrahlen auf ihn fallen, zeigt jenes eine negative Ladung an oder dieses einen zur Erde fließenden negativen Strom.

Zum Nachweis der negativen Ladung von Kathodenstrahlen, die von einem elektrischen Felde erzeugt werden, kann man sich folgender spezieller Anordnung bedienen (Fig. 95).

---

[1]) Perrin, C. R. **121,** 1130, 1895; Nat. **53,** 298, 1896; A. Ch. Ph. (7) **11,** 503, 1897; Mc Clelland, El. **39,** 74, 1897; Pr. R. S. **61,** 227, 1897; † J. J. Thomson, Pr. Cambr. S. **9,** 243, 1895; Ph. M. (5) **44,** 293, 1897; Lenard, W. A. **64,** 279, 1898; † W. Wien, V. Ph. G. 1898; W. A. **65,** 440, 1898; Starke, W. A. **66,** 49, 1898; A. Ph. **3,** 75, 1900; P. u. S. Curie, C. R. **130,** 647, 1900; Curie u. Sagnac, C. R. **130,** 1013, 1900; Dorn, Abh. naturf. Ges. Halle, **12,** 40, 1900; Mc Lennan, Z. Ph. Ch. **37,** 513, 1901; Seitz, A. Ph. **6,** 1, 1901.

K ist eine Hohlkathode, A eine zentral durchbohrte, im übrigen den ganzen Querschnitt ausfüllende Anode. K ist mit dem negativen Strompole verbunden, A zur Erde abgeleitet. F ist ein cylindrischer vorne offener Auffänger aus Aluminiumblech, er ist rings umgeben von einem ihn vor elektrischer Influenz schützenden zur Erde abgeleiteten Käfig S. Fallen von der Kathode her durch den Anodenkanal in den Auffänger Kathodenstrahlen, so erhält dieser eine negative Ladung zugeführt. Dies ist nicht mehr der Fall, wenn die Kathodenstrahlen durch einen

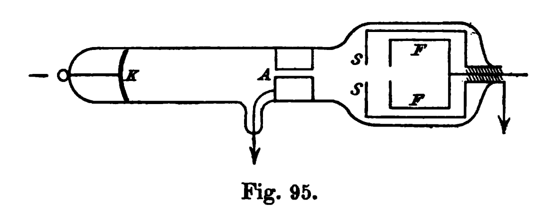


Fig. 95.

Magneten so zur Seite abgelenkt werden, daß sie nicht mehr in die Käfig- und Auffängeröffnung gelangen können.

In ähnlicher Weise wurde gezeigt, daß die magnetisch ablenkbaren Becquerelstrahlen und die sekundär durch Röntgenstrahlen erzeugten Kathodenstrahlen negative Ladung mit sich führen.

4. Energie.[1])

Als bewegtes Massenteilchen (μ) besitzt ein Kathodenstrahlteilchen mit der Geschwindigkeit v eine kinetische Energie e_k von dem Betrage $e_k = \frac{1}{2} \mu v^2$. Als bewegtes elektrisches Teilchen besitzt es ein magnetisches Feld und demgemäß magnetische Feldenergie. Da wir die Verteilung der Ladung an einem Kathodenstrahlteilchen nicht kennen, so können wir seine magnetische Feldenergie nicht berechnen. Nach den vorliegenden Messungen ist indes der Fehler nicht groß, wenn man die Summe aus magnetischer und kinetischer Energie eines Kathoden-

[1]) Hittorf, P. A. **136**, 210, 1869; Crookes, Ph. Tr. 1879, 152; E. Wiedemann u. Ebert, Erlang. B. **24**, 1892; † J. J. Thomson, Ph. M. (5) **44**, 293, 1897; E. Wiedemann, W. A. **66**, 61, 1898; Ewers, W. A. **69**, 167, 1899; Berg, Ber. naturf. Ges. z. Freiburg i. B. **11**, 73, 1899 Cady, A. Ph. **1**, 678, 1900.

strahlteilchens gleich der kinetischen Energie setzt; man kann also jene neben dieser vernachlässigen.

Daß Kathodenstrahlen Energie, nach unserer Annahme kinetische, mit sich führen, läßt sich leicht durch die von ihnen hervorgebrachten, insbesondere durch ihre thermischen Wirkungen nachweisen. Läßt man Kathodenstrahlen auf ein Bolometer oder die Lötstelle eines Thermoelementes fallen, so zeigen diese Vorrichtungen eine Erwärmung an. Bringt man den Teil einer Stromröhre, dessen Wandung von Kathodenstrahlen getroffen wird, in ein Kalorimeter, so steigt in diesem die Temperatur. Welch große Energiemengen die Kathodenstrahlen mit sich führen können, geht aus folgendem Versuch hervor. Läßt man ein Kathodenstrahlenbündel unter Anwendung einer Konkavkathode nach einer Stelle konvergieren und hier auf ein dünnes Platinblech fallen, so erhitzt sich dieses in kurzer Zeit bis zur Weißglut und zum Schmelzen.

Erteilt man den Kathodenstrahlen dadurch ihre Geschwindigkeit und kinetische Energie, daß man sie, ausgehend von der Anfangsgeschwindigkeit Null, eine bestimmte Spannungsdifferenz frei durchlaufen läßt, beispielsweise die Elektrodenspannung zwischen Kathode und Anode, so kann man ihre kinetische Energie in folgender Weise berechnen. V sei die frei durchlaufene Spannungsdifferenz, ε die Ladung des Kathodenstrahlteilchens; es ist dann die an ihm geleistete elektrische Arbeit gleich $\varepsilon \cdot V$. Wir nehmen an, daß die dabei auftretende Geschwindigkeit noch beträchtlich kleiner sei als diejenige des Lichtes; ferner sollen die Geschwindigkeitsänderungen oder die Beschleunigungen nicht groß sein; es soll also von den Kathodenstrahlteilchen einerseits keine Energie in den Äther ausgestrahlt werden, andererseits der ganze Betrag von $\varepsilon \cdot V$ sich in kinetische Energie $\frac{1}{2} \mu v^2$ verwandeln.

Unter diesen Voraussetzungen gilt für ein Kathodenstrahlteilchen (ε und V in absoluten Einheiten)

$$\tfrac{1}{2} \mu v^2 = \varepsilon \cdot V.$$

Treten in der Zeiteinheit N Kathodenstrahlteilchen durch eine Fläche, so fließt mit ihnen durch diese in der Zeiteinheit die Energiemenge

$$\tfrac{1}{2} N \cdot \mu \cdot v^2 = N \cdot \varepsilon \cdot V.$$

Ist die entsprechende Wärmemenge in mechanischem Maße W, ist ferner die Intensität der Kathodenstrahlen $I_{kn} = N \cdot \varepsilon$, so erhält man für die Untersuchung der Energie der Kathodenstrahlen auf Grund der von ihnen hervorgebrachten Wärmewirkungen folgende Gleichungen

$$I_{kn} = N \cdot \varepsilon$$

$$W = \tfrac{1}{2} N \cdot \mu \cdot v^2.$$

Hieraus erhält man durch Division

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{I_{kn} \cdot v^2}{2\,W}.$$

Läßt man Kathodenstrahlen auf ein Metallblech fallen, so führen sie diesem einerseits elektrische Ladung, andererseits kinetische Energie in Form von Wärme zu. Jene kann man bestimmen, indem man das auffangende Metallblech über ein Galvanometer zur Erde ableitet; diese erhält man aus der Temperaturerhöhung. Man darf indes die so bestimmte Wärmemenge nur dann der durch das Galvanometer bestimmten negativen Kathodenstrahlladung als kinetische Energie zueignen, wenn sämtliche in den Auffänger fallende Strahlen in diesem verbleiben. Wird ein Teil der Strahlen von oder aus dem Auffänger wieder wegreflektiert nach einem anderen Körper, so giebt dieser Teil wohl einen Betrag seiner kinetischen Energie, aber nicht seine Ladung an den Auffänger ab. Die in diesem auftretende Wärme ist dann größer als der in ihm absorbierten Kathodenstrahlladung entspricht.

II. Kathodenstrahlen im magnetischen Felde.[1]

1. Bahnform und Geschwindigkeit.

Bewegt sich ein Kathodenstrahlteilchen ε in einer magnetischen Kraftlinie, so erfährt es keine Ablenkung aus seiner Bahn. Bewegt es sich dagegen senkrecht zu der Richtung der

[1] †Plücker, P. A. **103**, 100, 1858; **104**, 113, 1858; **107**, 77, 104, 1859; **116**, 45, 1862; Hittorf, P. A. **136**, 8, 213, 1869; Stokes, Ph. M. (5) **2**, 389, 1876; Crookes, Ph. M. (5) **7**, 57, 1879; E. Wiedemann,

magnetischen Kraft H mit der Geschwindigkeit v, so wird es abgelenkt durch eine Kraft von der Größe $H \cdot \varepsilon \cdot v$.

Wir betrachten zunächst den Fall, daß das Kathodenstrahlteilchen nur senkrecht, nicht auch parallel zu den magnetischen Kraftlinien Geschwindigkeit besitzt und daß das magnetische Feld homogen ist. In diesem Falle greift an dem Kathodenstrahl in allen Punkten seiner Bahn die konstante Kraft $H \cdot \varepsilon \cdot v$ an; er krümmt sich zu einem Kreise mit dem Radius r; es hält dann die Zentrifugalkraft $\frac{\mu v^2}{r}$ der ablenkenden Kraft das Gleichgewicht. Es ist also dann

$$H \cdot \varepsilon \cdot v = \frac{\mu v^2}{r} \quad \text{oder} \quad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{v}{r \cdot H} \quad \text{oder} \quad r = \frac{\mu \cdot v}{\varepsilon \cdot H}.$$

Der Kathodenstrahl krümmt sich also im Magnetfeld um so stärker, je kleiner seine Geschwindigkeit v und je größer die magnetische Feldstärke H ist.

Besitzt ein Kathodenstrahl sowohl in der Richtung der magnetischen Kraftlinien, wie senkrecht dazu eine Geschwindig-

---

W. A. **10**, 236, 1880; Goldstein, W. A. **11**, 844, 1880; **15**, 253, 1882; †Riecke, W. A. **13**, 191, 1881; Ph. Z. **2**, 217, 1900; **3**, 182, 1902; A. Ph. **4**, 378, 1901; Hertz, W. A. **19**, 806, 1883; Schuster, Pr. R. S. **37**, 317, 1884; W. A. **65**, 877, 1898; Lamprecht, W. A. **19**, 580, 1886; E. Wiedemann u. Ebert, Erlang. Ber. 1891, 31; Hess, C. R. **119**, 57, 1894; Ebert, Naturforschervers. Frankfurt 1896; †Birkeland, C. R. **123**, 492, 1896; **125**, 92, 1897; **126**, 228, 1898; Arch. Gen. (4) **6**, 205, 1898; †Deslandres, C. R. **125**, 373, 1897; **126**, 945, 1247, 1897; **127**, 1210, 1898; †Wiechert, Ber. phys. ök. Ges. Königsberg, 1897; W. A. **69**, 739, 1899; †J. J. Thomson, Ph. M. (5) **44**, 293, 1897; **48**, 547, 1899; Pr. Cambr. S. **9**, 243, 1895; **10**, 49, 1900; Braun, W. A. **60**, 552, 1897; **65**, 368, 1898; Precht, W. A. **61**, 335, 1897; Des Coudres, V. Ph. Ges. **16**, 157, 1897; †Kaufmann, W. A. **61**, 544, 1897; **65**, 431, 1898; Lenard, W. A. **64**, 279, 1898; A. Ph. **2**, 359, 1900; E. Wiedemann u. Wehnelt, W. A. **64**, 606, 1898; F. 1898, II, 811; Schiötz, F. 1898, II, 815; Broca, Soc. franc. de phys. **112**, 3, 1898; W. Wien, W. A. **65**, 440, 1898; v. Geitler, W. A. **65**, 123, 1898; A. Ph. **5**, 924, 1901; Meyer u. Schweidler, Ph. Z. **1**, 90, 113, 1899; Giesel, W. A. **69**, 834, 1899; H. Becquerel, C. R. **129**, 996, 1899; **130**, 809, 1900; Strutt, Ph. M. (5) **48**, 478, 1899; S. Simon, W. A. **69**, 589, 1899; Dorn, Abh. naturf. Ges. Halle 1900; Villard, C. R. **130**, 1750, 1900; H. A. Wilson, Pr. Cambr. S. **11**, 179, 1901; Gehrcke, B. B. 1901 461; Seitz, A. Ph. **6**, 1, 1901; Lehmann, A. Ph. **7**, 1, 1902.

keit, so führt er gleichzeitig zweierlei Bewegungen aus. Einmal läuft er mit der zur magnetischen Kraft parallelen Geschwindigkeitskomponente, deren Richtung und Größe unverändert beibehaltend, weiter. Zweitens rotiert er auf einem Kreise um eine magnetische Kraftlinie herum auf Grund seiner zu dieser senkrechten Geschwindigkeitskomponente. Er bewegt sich darum im ganzen auf einer Schraubenlinie, die auf einem kreisförmigen Cylinder liegt; dieser hat als Axe eine magnetische Kraftlinie H (Fig. 96).

Es sei v_s die zum Feld senkrechte Geschwindigkeitskomponente, v_g die gleichgerichtete oder parallele. Dann ist der Radius jenes Kreiscylinders $r = \frac{\mu \cdot v_s}{\varepsilon \cdot H}$. Die Ganghöhe ($h$) jener

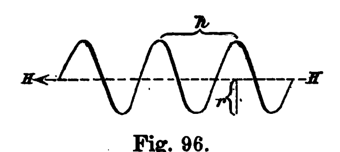


Fig. 96.

Schraubenlinie berechnet sich aus der Umlaufszeit t um den Cylinder und der Größe von v_g. Es ist $t = \frac{2 r \pi}{v_s}$; $h = t \cdot v_g$, also:

$$h = \frac{2 \pi \cdot \mu \cdot v_g}{\varepsilon \cdot H}.$$

Ist das Magnetfeld nicht homogen und die Richtung der Kathodenstrahlen beliebig orientiert, so ergeben sie sich im allgemeinen als Bahnen derselben Schraubenlinien; doch liegen diese nicht mehr auf einem Kreiscylinder.

Zu beachten ist noch Folgendes. In einem Magnetfeld ändert sich wohl die Richtung der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, dagegen wird die Größe der Geschwindigkeit durch die magnetische Kraft nicht geändert. Demnach *ändert sich auch die kinetische Energie der Kathodenstrahlen in einem Magnetfelde nicht*; dieses verändert lediglich die Richtung ihrer Strömung. Vorausgesetzt ist hierbei, wie in diesem ganzen Abschnitte, daß auf die Kathodenstrahlen keine andere als die magnetische Kraft wirke, daß sie sich beispielsweise nicht noch gleichzeitig in einem elektrischen Felde bewegen.

2. Ablenkung, magnetisches Spektrum.

Wir berechnen die Ablenkung y_m, die ein Kathodenstrahl erfährt, wenn er in einem transversalen homogenen Magnetfeld in seiner Anfangsrichtung die Strecke x zurücklegt.

In der Fig. 97 ist AC der kreisförmig gekrümmte Kathodenstrahl; es ist $A'C = A'C' = r$. Die Dreiecke ABC und $A'B'C'$ sind einander ähnlich. Dies ergiebt $(B'C')^2 = \frac{r \cdot y_m}{2}$; ferner liefert das rechtwinklige Dreieck ABC die Gleichung $y_m^2 + x^2 = (2\,B'C')^2 = 2\,r \cdot y_m$. Hieraus ergiebt sich

$$y_m = r + \sqrt{r^2 - x^2}\,.$$

Beschränkt man sich auf Ablenkungen, die klein sind im Vergleiche zu x, so kann man in der obigen Gleichung y^2 vernachlässigen und man erhält

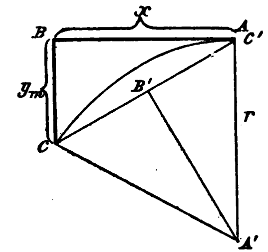


Fig. 97.

$$y_m = \frac{x^2}{2\,r} = \frac{x^2 \cdot \varepsilon \cdot H}{2 \cdot \mu \cdot v} \quad \text{oder} \quad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2\,y_m \cdot v}{x^2\,H}\,.$$

Die Ablenkung ist demnach proportional der magnetischen Feldstärke, umgekehrt proportional der Geschwindigkeit des Kathodenstrahles. Für v kann man auch die von dem Kathodenstrahle frei durchlaufene Spannungsdifferenz V einführen. Es ist ja $\frac{1}{2}\mu v^2 = \varepsilon \cdot V$, also:

$$v = \sqrt{2\,\frac{\varepsilon}{\mu}\,V} \text{ und}$$

$$y_m = \frac{x^2 \cdot \varepsilon \cdot H}{2\,\mu}\sqrt{\frac{\mu}{2\,\varepsilon \cdot V}} = \frac{x^2 \cdot H}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu} \cdot \frac{1}{2\,V}}\,.$$

Demnach ist die Ablenkung eines Kathodenstrahles umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der frei durchlaufenen Spannungsdifferenz; er ist um so steifer gegen magnetische Ablenkung, je größer die Spannungsdifferenz ist, die ihn erzeugt.

Sind in einem Kathodenstrahlbündel Strahlen mit verschiedenen Geschwindigkeiten enthalten, so werden sie von einem transversalen Magnetfeld verschieden stark abgelenkt, die schnellen wenig, die langsameren stärker. Das inhomogene Bündel wird

darum in ein Band oder in ein „Spektrum“ durch das Magnetfeld auseinandergelegt. Dies tritt beispielsweise ein, wenn bei unstetiger Strömung Partialentladungen bei verschiedener Elektrodenspannung rasch aufeinander folgen; dann entstehen rasch hintereinander, für unser Auge gleichzeitig, Kathodenstrahlbündel mit verschiedener Geschwindigkeit, die demgemäß im Magnetfelde verschieden stark abgelenkt werden. Läßt man ferner ein homogenes Kathodenstrahlbündel durch ein dünnes Metallblättchen gehen, so treten aus diesem auf der Rückseite Kathodenstrahlen mit verschiedenen Geschwindigkeiten; nach dem Durchgang durch das Blättchen wird demnach das zuvor homogene Strahlenbündel in ein Spektrum auseinandergezogen

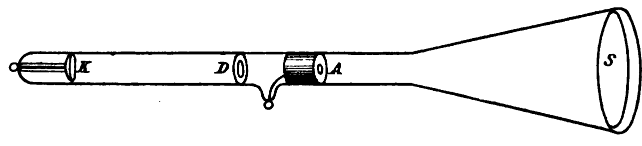


Fig. 98.

durch ein Magnetfeld. Das Gleiche tritt ein bei einem Kathodenstrahlbündel, das an einem Körper, z. B. Metall, reflektiert wurde.

Zur Demonstration der magnetischen Ablenkung der Kathodenstrahlen und auch zur Untersuchung wechselnder magnetischer Felder bedient man sich mit Vorteil der sogenannten Braunschen Röhre. Dieser giebt man am besten die aus der Fig. 98 ersichtliche Form. *K* ist eine Hohlkathode, *A* eine cylinderförmige, eng an der Glaswand liegende Anode, an ihrem der Kathode abgewandten Ende ist sie durch einen Metalldeckel abgeschlossen, dieser besitzt in der Mitte ein kleines kreisförmiges Loch. Vor *A* kann noch ein Glasdiaphragma *D* mit weiter Öffnung angebracht sein, um die eventuell zwischen Anode und Glaswand verlaufenden Kathodenstrahlen abzuschirmen. *S* ist ein mit einer fluorescenzfähigen Substanz bestrichener Glimmerschirm. Die Röhre soll hoch evakuiert sein; die Anode *A* wird immer an die Erde gelegt. Das ablenkende Magnetfeld läßt man in einiger Entfernung hinter der Anode wirken.

III. Kathodenstrahlen im elektrischen Felde.[1])

1. Veränderung von Geschwindigkeit und Energie.

Bewegen sich die Kathodenstrahlen in einem elektrischen Felde und ist an ihrem Orte die elektrische Kraft F, so greift an dem einzelnen Kathodenstrahlteilchen die Kraft $\varepsilon \cdot F$ an. Wirkt diese Kraft in konstanter Größe längs des Weges l auf das Kathodenstrahlteilchen, so leistet sie an ihm die Arbeit $\varepsilon \cdot F \cdot l$; diese erscheint in Form von kinetischer Energie an dem Kathodenstrahlteilchen, indem dieses in der Richtung von l einen Geschwindigkeitszuwachs erfährt.

Bei der Bewegung in einem elektrischen Felde erfahren also die Kathodenstrahlen eine Änderung ihrer Geschwindigkeit und kinetischen Energie. Besitzt ein Kathodenstrahlteilchen die anfängliche kinetische Energie e_{k_0} und durchläuft es ein homogenes Feld von der Strecke F auf der Strecke l oder all-

---

[1]) † Goldstein, B. B. 1876, 206; Eine neue Form elektr. Abstoß., Berlin 1880; W. A. **15**, 254, 1882; **48**, 787, 1893; V. D. Ph. G. **2**, 142, 1900; **3**, 192, 1901; Crookes, Ph. M. (5) **7**, 57, 1879; Hertz, W. A. **19**, 782, 1883; Schuster, Pr. R. S. **47**, 526, 1890; E. Wiedemann u. Ebert, Erlang. B. 1891, 31; W. A. **46**, 158, 1891; Perrin, C. R. **121**, 1130, 1895; Maiorana, N. C. (4) **5**, 305, 1895; Jaumann, W. A. **59**, 252, 1896; **64**, 262, 1898; **67**, 741, 1898; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **60**, 510, 1897; E. Wiedemann, W. A. **63**, 246, 1897; **67**, 714, 1899; † J. J. Thomson, Ph. M. (5) **44**, 293, 1897; **48**, 547, 1898; de Heen, C. R. **124**, 458, 1897; Deslandres, C. R. **124**, 678, 945, 1897; **125**, 373, 1897; **126**, 945, 1247, 1897; **127**, 1210, 1898; S. P. Thompson, Pr. R. S. **61**, 481, 1897; Bernstein, W. A. **62**, 415, 1897; Kaufmann u. Aschkinass, W. A. **62**, 588, 1897; K. E. F. Schmidt, Abh. Naturf. Ges. Halle, **21**, 163, 173, 1897; Swinton, Pr. R. S. **61**, 79, 1897; Ebert, W. A. **64**, 240, 1898; W. Wien, W. A. **65**, 440, 1898; v. Geitler, W. A. **65**, 123, 1898; Des Coudres, V. Ph. Ges. **17**, 17, 60, 1898; † Lenard, W. A. **64**, 279, 1898; **65**, 504, 1898; E. Wiedemann u. Wehnelt, F. 1898, II, 811; Villard, C. R. **127**, 173, 1898; Kaufmann, W. A. **65**, 431, 1898; V. D. Ph. G. **1**, 88, 1899; Tollenaar, W. A. **66**, 83, 1898; Heydweiller, Ph. Z. **1**, 15, 1899; Wehnelt, W. A. **68**, 584, 1899; Dorn, C. R. **130**, 210, 1126, 1900; H. Becquerel, C. R. **130**, 809, 1583, 1900; **131**, 137, 1900; Riecke, Ph. Z. **2**, 217, 1900; **3**, 182, 1902; A. Ph. **4**, 378, 1901; Seitz, A. Ph. **6**, 1, 1901.

gemeiner, durchläuft es die Spannungsdifferenz ΔV frei, so ist am Ende derselben seine kinetische Energie $e_k = e_{ko} + \varepsilon \cdot F \cdot l = e_{ko} + \varepsilon \cdot \Delta V$. Ist demnach ΔV positiv, bewegt sich also der Kathodenstrahl von niedriger zu höherer Spannung, so hat seine kinetische Energie zugenommen; ist ΔV negativ, so hat sie abgenommen. Ähnlich steht es mit der Geschwindigkeit. Ist v_0 die Anfangsgeschwindigkeit in der Richtung l, so ist die Zunahme der Geschwindigkeit

$$\Delta v = \sqrt{\frac{2\,\varepsilon \cdot F \cdot l}{\mu}} = \sqrt{\frac{2\,\varepsilon \cdot \Delta V}{\mu}},$$

die Endgeschwindigkeit ist darum $v = v_0 + \sqrt{\frac{2\,\varepsilon \cdot \Delta V}{\mu}}$, wobei die Quadratwurzel dasselbe Vorzeichen wie ΔV (unter der Wurzel absolut) hat.

Ein Kathodenstrahl kann sich in einem elektrischen Felde in zweierlei Weise bewegen. Seine Anfangsgeschwindigkeit kann erstens in der Richtung der elektrischen Kraftlinien liegen, zweitens senkrecht dazu stehen. Der erste Fall entspricht dem vertikalen, der zweite dem horizontalen Wurfe.

2. Kathodenstrahlen parallel zu elektrischer Kraft.

Besitzt ein Kathodenstrahlteilchen die Anfangsgeschwindigkeit Null und wird es einem elektrischen Felde ausgesetzt, so setzt es sich in der Richtung der elektrischen Kraft in Bewegung und hat es die Spannungsdifferenz V durchlaufen, so besitzt es die kinetische Energie $e_k = \varepsilon \cdot V$ und die Endgeschwindigkeit $v = \sqrt{\frac{2\,\varepsilon \cdot V}{\mu}}$. Dieser Fall der Anfangsgeschwindigkeit Null wurde oben bei der Berechnung der kinetischen Energie angenommen, er liegt vor, wenn die Kathodenstrahlen ausgehend von der Kathode in verdünntem Gase eine Spannungsdifferenz frei durchlaufen. Die kinetische Energie und die Geschwindigkeit, welche die Kathodenstrahlteilchen an der Kathodenoberfläche auf Grund der absoluten Temperatur besitzen, ist nämlich klein gegen diejenige, welche sie bereits nach Durchlaufung von wenigen Volt besitzen.

Wir betrachten hier den Fall, daß ein Kathodenstrahl-

teilchen mit beträchtlicher Geschwindigkeit v_0 in ein elektrisches Feld parallel zu dessen Richtung eindringt. Der Anschaulichkeit wegen nehmen wir an, daß es sich senkrecht auf eine ausgedehnte ebene Platte zu bewege; diese besitze positive oder negative Spannung V. In dem Abstand l von der Platte trete der Kathodenstrahl aus dem Felde Null, beispielsweise aus einer Öffnung eines geerdeten Faradayschen Käfigs oder durch ein dünnes abgeleitetes Metallblättchen mit der Anfangsgeschwindigkeit v_0 hervor. Diese möge der Kathodenstrahl dadurch erhalten haben, daß er die Spannungsdifferenz V_0 frei durchlaufen hat.

Ist die Spannung der Platte $V = 0$, so trifft an ihrer Oberfläche der Kathodenstrahl, freie Bewegung vorausgesetzt, mit der Geschwindigkeit v_0 ein und erregt etwa eine auf ihr liegende Fluorescenzschicht zum Leuchten mit der Intensität I_0. Ist die Platte positiv geladen bis zur Spannung V_p, so nimmt die Geschwindigkeit und die kinetische Energie des Kathodenstrahles bei der Annäherung an die Platte zu; er erregt darum diese beim Auftreffen auf sie zu stärkerem Leuchten als zuvor. An ihrer Oberfläche ist seine kinetische Energie $e_k = \varepsilon \cdot V_0 + \varepsilon V_p$, seine Geschwindigkeit $v = v_0 + \sqrt{\frac{2\,\varepsilon \cdot V_p}{\mu}}$. Ist die Platte negativ geladen bis zur Spannung V_n, so nimmt seine Geschwindigkeit bei der Annäherung an sie ab. Ist $V_n < V_0$, so trifft er zwar an der Platte ein, aber nur mit der kinetischen Energie $e_k = \varepsilon \cdot V_0 - \varepsilon \cdot V_n$ und erregt darum die negativ geladene Platte schwächer zum Leuchten als die ungeladene. Ist $V_n > V_0$, so erreicht das Kathodenstrahlteilchen überhaupt nicht die Platte, sondern kehrt in dem Punkte, welcher die Spannung V_0 besitzt, wieder um und fliegt zu seinem Ausgangspunkt zurück.

Der letzte Fall tritt beispielsweise ein, wenn zwei Kathoden einander gegenübergestellt sind. Die von der einen ausgehenden Kathodenstrahlen können dann im allgemeinen, wenigstens bei entsprechender Spannung, nicht bis an die Oberfläche der anderen vordringen, sondern kehren im dunklen Kathodenraume um und werden in der Regel zur Seite gebogen, sowie sie nämlich nicht genau in der Richtung der elektrischen Kraft sich bewegen. Hiervon ist weiter unten näher die Rede.

3. Kathodenstrahlen senkrecht zu elektrischer Kraft.

Wir betrachten jetzt folgenden Fall. Ein Kathodenstrahlteilchen soll in der Richtung x mit der Geschwindigkeit v_0 senkrecht zu den elektrischen Kraftlinien in ein homogenes elektrisches Feld von der Stärke F und der Richtung y treten. Bei der Bewegung in diesem Felde bleibt dann die Geschwindigkeit in der Richtung von x, also senkrecht zu y ungeändert gleich v_0, dagegen erhält es im Felde eine Geschwindigkeitskomponente v_y in der Richtung des Feldes. Hat es beim Austritt aus dem Felde in diesem die Spannungsdifferenz ΔV_y frei durchlaufen, so besitzt es in der Richtung von y eine Endgeschwindigkeit $v_y = \sqrt{\frac{2\varepsilon \cdot \Delta V_y}{\mu}}$.

Die Größe v_y berechnet sich in folgender Weise. Die

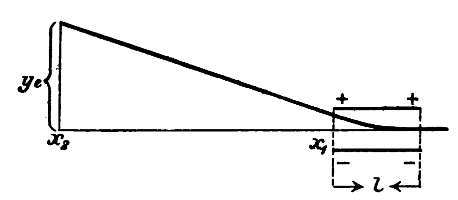


Fig. 99.

Länge des homogenen elektrischen Feldes in der Richtung x sei l. Die Zeit t zwischen dem Eintritt und dem Austritt aus dem Felde ist dann $\frac{l}{v_0}$. Da die Beschleunigung gleich $\frac{\varepsilon}{\mu} \cdot \frac{dV}{dy}$ ist, so ist die Endgeschwindigkeit

$$v_y = \frac{l \cdot \varepsilon}{v_0 \cdot \mu} \cdot \frac{dV}{dy}.$$

Nach dem Austritt aus dem elektrischen Felde zwischen einer positiven und einer negativen Platte möge sich das Kathodenstrahlteilchen in der Richtung x noch um die Strecke bis x_2 fortbewegen und dann auf einer in x_2 errichteten festen fluorescierenden Wand (Fig. 99) seinen Weg markieren, y_e ist dann die Strecke, um welche der Kathodenstrahl aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt wurde. Wir berechnen y_e.

y_e setzt sich aus zwei Teilen zusammen, erstens der Ablenkung innerhalb des Feldes auf der Strecke l, zweitens aus

derjenigen außerhalb des Feldes auf der Strecke $(x_2 - x_1)$. Die erste berechnet sich zu $\frac{\varepsilon \cdot l^2}{2\mu \cdot v_0^2} \cdot \frac{d V}{d y}$. Die zweite findet man aus der Zeit $t' = \frac{x_2 - x_1}{v_0}$, welche zur Zurücklegung der Strecke $x_2 - x_1$ nötig ist und aus der nunmehr konstanten Geschwindigkeit $v_y = \frac{l \cdot \varepsilon}{v_0 \cdot \mu} \cdot \frac{d V}{d y}$; sie ist gleich $\frac{l \cdot \varepsilon \cdot (x_2 - x_1)}{v_0^2 \cdot \mu} \cdot \frac{d V}{d y}$. Es ist demgemäß die durch das elektrische Feld hervorgebrachte Ablenkung des Kathodenstrahles

$$y_e = \frac{\varepsilon \cdot l}{\mu \cdot v_0^2} \cdot \frac{d V}{d y} \left[\frac{l}{2} + (x_2 - x_1)\right].$$

Wie man sieht, *ist die elektrische Ablenkung eines Kathodenstrahles umgekehrt proportional dem Quadrat seiner Geschwindigkeit und direkt proportional dem Spannungsgefälle im elektrischen Felde.*

Um die elektrische Ablenkung der Kathodenstrahlen nachweisen zu können, hat man nach dem Vorstehenden dafür zu sorgen, daß im Innern des Kathodenstrahlbündels ein genügend großes Spannungsgefälle senkrecht zu demselben herrscht. Dies ist bei höheren Gasdrucken schwer zu erreichen; denn das Gas wird von dem Kathodenstrahlbündel ionisiert; dieses ist also gleichbedeutend mit einem Bündel ionisierten Gases. Je stärker die Ionisation ist, desto kleiner ist innerhalb des Bündels das Spannungsgefälle zwischen zwei transversalen Elektroden. Um geringe Ionisation und damit ein größeres Spannungsgefälle zu erzielen, muß man darum das Gas stark verdünnen.

Auch genügt es nicht, außerhalb der Röhre die Transversalelektroden anzulegen, deren Spannungsdifferenz die zwischen ihnen innerhalb der Röhre durchlaufenden Kathodenstrahlen ablenken soll. Denn da das von den Strahlen durchsetzte Gas wie ein Leiter sich verhält, so stellt sich nach kurzer Zeit Gleichgewicht her, indem sich die den Elektroden gegenüberliegenden Wandstellen durch Influenz entgegengesetzt laden und zwischen ihnen im Gas der Spannungsabfall Null wird. Nur im Moment der Herstellung der Spannungsdifferenz zwischen den Transversalelektroden wird das Kathodenstrahl-

bündel für kurze Zeit abgelenkt, um darauf wieder in seine alte Lage zurückzukehren.

Die elektrische Ablenkung der Kathodenstrahlen kann man auch nicht dadurch zeigen, daß man der Kathode von außen einen positiv oder negativ geladenen Leiter nähert. Denn ist die Strömung stetig und stationär, so tritt nur für einen Moment Ablenkung bei der Annäherung ein; ist aber die Entladung unstetig, so wird bei der Annäherung das statische Feld und damit der Ausgangspunkt der Kathodenstrahlen verändert, wodurch dann diese abgelenkt erscheinen.

Für Demonstrationszwecke benützt man vorteilhaft folgende Versuchsanordnung zum Nachweis der elektrischen Ablenkung der Kathodenstrahlen. Fig. 100 zeigt eine Braunsche Röhre. Sie ist wie die oben S. 311 beschriebene Röhre gebaut. Nur sind in einigem Abstand von der Anode in der Röhre symmetrisch

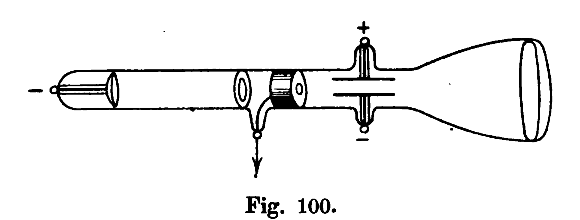


Fig. 100.

zur Axe zwei längere Plattenelektroden befestigt. Auf diese folgt in einigem Abstand wieder der Fluorescenzschirm. Die Röhre sei hoch evakuiert. Die Anode wird zur Erde abgeleitet; die Plattenelektroden werden unter Zwischenschaltung eines Kommutators mit einer kleinen Influenzmaschine verbunden. Ist diese nicht erregt, so treffen die Kathodenstrahlen den Fluorescenzschirm in der Mitte; wird sie erregt, so werden die Kathodenstrahlen nach der Seite der positiven Elektrode abgelenkt; wird kommutiert, so werden sie nach der entgegengesetzten Seite abgelenkt.

4. Bahnform.

Bewegt sich ein Kathodenstrahl durch den Raum, ohne daß eine Kraft auf ihn wirkt, so ist seine Bahn geradlinig; sie bleibt geradlinig, wenn er in ein magnetisches oder elek-

trisches Feld tritt, solange nur seine Bewegungsrichtung mit der Richtung der magnetischen oder elektrischen Kraftlinien zusammenfällt. Den Fall, daß ein Kathodenstrahl eine Geschwindigkeit senkrecht zu einer magnetischen Kraftlinie besitzt, haben wir bereits betrachtet; wir untersuchen nun den Fall, daß er eine Anfangsgeschwindigkeit senkrecht zu elektrischen Kraftlinien besitze in einem unmagnetischen Felde.

Tritt ein Kathodenstrahl mit einer Anfangsgeschwindigkeit in ein zu seiner Richtung senkrecht stehendes Feld, so wird er aus seiner Richtung abgelenkt von Punkten niedriger nach Punkten höherer elektrischer Spannung, wie die Fig. 99 zeigt. Wäre seine Anfangsgeschwindigkeit sehr klein, so würde er genau die Richtung der elektrischen Kraftlinie annehmen, in der er sich befindet. Ist dagegen seine Geschwindigkeit groß, so wird er lediglich im Richtungssinne der Kraftlinie abgelenkt, um so weniger, je größer seine Geschwindigkeit ist, um so mehr, je größer die ablenkende Kraft ist. Die Kathodenstrahlen, die im Glimmstrom an irgend einer Stelle erzeugt werden, verlaufen nun immer, bevor sie zum Stillstand kommen, auf einer längeren Strecke in dem elektrischen Felde der eigenen Strömung; *nur in dem Ausgangspunkte ihrer Bahn ist ihre Geschwindigkeit klein, in allen anderen Punkten ihrer Bahn treffen sie mit einer gewissen Anfangsgeschwindigkeit ein*; *hier tritt darum im allgemeinen die Erscheinung der elektrischen Ablenkung ein. Es ist demnach die Richtung und Krümmung der Bahn eines Kathodenstrahls in einem Punkte eine Funktion der örtlichen Anfangsgeschwindigkeit und der örtlichen elektrischen Kraft*; es tritt hierbei auch eine Divergenz zwischen den Richtungen der Kraft und des Kathodenstrahls auf; elektrische Kraftlinien und Kathodenstrahlen fallen nicht mehr genau zusammen, da eben das Ohmsche Gesetz nicht mehr gilt.

Von der großen Zahl von Bahnformen der Kathodenstrahlen im elektrischen Felde der eigenen Strömung behandeln wir nur folgende typische.

In der negativen Glimmschicht ist das Spannungsgefälle klein. Sind darum in ihr die Kraftlinien gekrümmt, so verlaufen in ihr die einfallenden Kathodenstrahlen ohne Rücksicht auf sie geradlinig. In der Fig. 101 können die Kathodenstrahlen nicht um die Ecke biegen, sondern treffen auf die

Glaswand. Dies gilt indes nur von den primären unzerstreuten Strahlen; der Teil von ihnen, welcher durch die Gasmoleküle oder auch von der Glaswand seitlich zerstreut wird, biegt scheinbar um die Ecke, so daß die negative Glimmschicht sich auch in den Gasraum fortsetzt, der nicht von primären Strahlen durchlaufen wird.

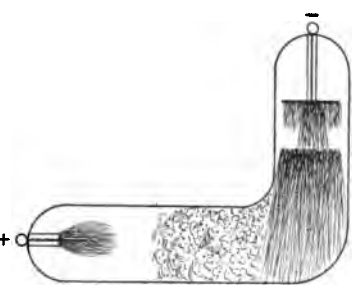


Fig. 101.

Ferner betrachten wir den Fall, daß von einem Teil der Kathode Strahlen auf einen anderen treffen. Es sei in den Figg. 102, 103 *S* der Schnitt eines Metallstiftes, der außerhalb der Röhre mit der Kathode *K* verbunden werden kann. Ist er zusammen mit der Anode abgeleitet, so entwerfen von ihm die primären Strahlen einen scharfen Schatten (Fig. 102.). Der

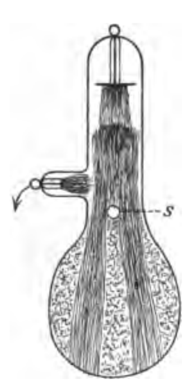


Fig. 102.

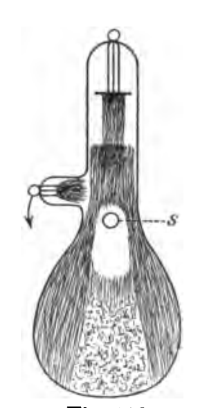


Fig. 103.

Schattenraum vergrößert sich sofort (Fig. 103), wenn man den Stift mit der Kathode verbindet; es entsteht ja dann um ihn ein starkes elektrisches Feld, und durch dieses werden die Kathodenstrahlen zur Seite abgelenkt.

Fig. 104 zeigt den Querschnitt einer kreisförmigen Drahtkathode. Wie man sieht, werden die auf der Innenseite der Kathode entstehenden Kathodenstrahlen zur Seite abgelenkt,

sowie sie auf den gegenüberliegenden Dunkelraum, in dem ja die Kraft groß ist, treffen.

Die Figg. 105, 106, 107 zeigen für abnehmenden Druck die Bahnform von Kathodenstrahlen, welche von einer Hohl-

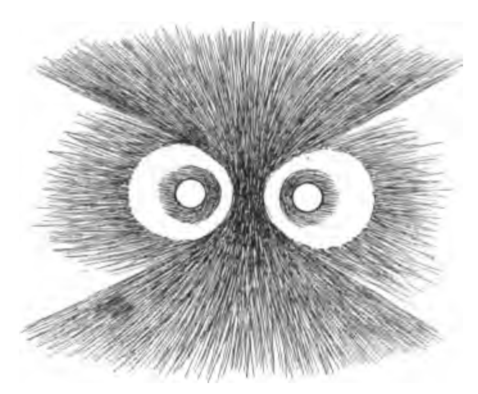


Fig. 104.

kathode mit kreisförmiger Öffnung ausgehen; die Bahn ist ausgezogen, die elektrischen Kraftlinien sind gestrichelt.

Für den Verlauf der Bahn sind hierbei zwei Faktoren maßgebend, erstens die Form des elektrischen Feldes, zweitens der

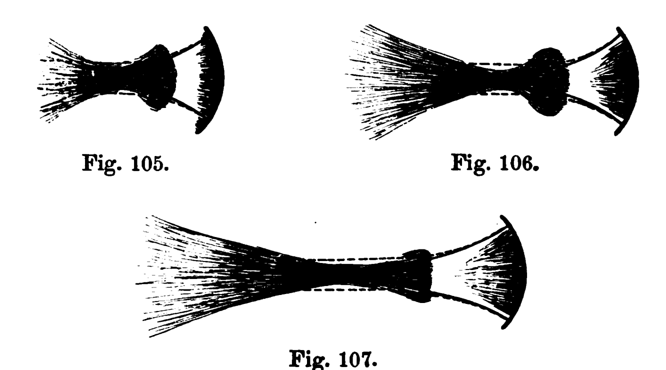


Fig. 105. Fig. 106.

Fig. 107.

Abfall der Spannung von der Kathode weg oder anders ausgedrückt die Anfangsgeschwindigkeit der Kathodenstrahlen in den einzelnen Punkten des Dunkelraumes. Außerhalb von diesem *in der negativen Glimmschicht* ist die elektrische Kraft und damit

die Ablenkung der Kathodenstrahlen klein; *diese besitzen darum hier diejenige Richtung, mit welcher sie aus dem Dunkelraum austreten.*

Unmittelbar an der Kathode setzen sich die Kathodenstrahlen in der Richtung der Kraftlinien in Bewegung und nehmen dann auf ganz kurzer Strecke bereits eine beträchtliche Geschwindigkeit an. In einigem Abstand von der Kathode folgen sie darum der Richtungsänderung der Kraftlinien nicht mehr, sondern werden lediglich aus ihrer Bewegungsrichtung im Sinne der zu ihnen senkrechten Kraftkomponente abgelenkt, gleichzeitig aber wächst ihre Geschwindigkeit noch weiter. In den folgenden Punkten des Dunkelraumes werden sie darum noch weniger nach der Richtung der Kraft abgelenkt und beharren noch mehr in ihrer anfänglichen Bewegungsrichtung. Auf diese Weise erreichen sie, wohl beständig etwas, aber immer weniger abgelenkt, den Anfang der negativen Glimmschicht mit einer Bewegungsrichtung, welche nur wenig von derjenigen abweicht, welche sie in unmittelbarer Nähe der Kathode besaßen und welche nur wenig verschieden ist von der Richtung der elektrischen Kraftlinien an der Kathodenoberfläche. Und so ergiebt sich das allgemeine Resultat, daß *die Richtung der Kathodenstrahlen außerhalb des Kathodendunkelraumes ungeändert bleibt und nur wenig verschieden ist von der Richtung der sie erzeugenden Kraftlinien unmittelbar an der Kathodenoberfläche. Die kleine Differenz ist um so größer, je länger der Kathodendunkelraum ist, weil dann auf einer um so längeren Strecke die elektrische Ablenkung wirkt. Der Kathodendunkelraum wächst aber mit abnehmendem Gasdruck; darum ändert sich mit diesem die Richtung der Kathodenstrahlen außerhalb des Dunkelraumes.*

Aus dem Vorstehenden erklären sich alle Bahnformen der Kathodenstrahlen. Erwähnt seien folgende. An einer Hohlkathode konvergieren unmittelbar an der Oberfläche die Richtungen der Kraftlinien ungefähr nach dem Krümmungsmittelpunkt und kreuzen sich hier. Demgemäß konvergieren auch die von ihr ausgehenden Kathodenstrahlen und kreuzen sich gleichsam in einem „Brennpunkt" in der negativen Glimmschicht. Der Kreuzungspunkt der Kathodenstrahlen ändert seine Lage; er rückt mit abnehmendem Gasdruck von der Kathode oder dem

nahezu fest liegenden Kreuzungspunkt der anfänglichen Kraftlinienrichtungen weg, wie die obigen Figuren zeigen.

Fallen die von der Kathode ausgehenden primären Kathodenstrahlen auf eine fluorescierende Wand, z. B. auf Glas, so bilden sie hier die Form der Kathodenoberfläche ab. Sie haben ja angenähert die Richtung der Kraftlinien in ihrem Ursprung an der Kathodenoberfläche; deren Form bestimmt aber jene und damit auch die Richtung und Verteilung der an ihr entspringenden Kathodenstrahlen. Ritzen und kleine Vertiefungen in der Kathodenoberfläche erscheinen deshalb in ihrem Fluorescenzbilde, eine Münze als Kathode wird von den Kathodenstrahlen in allen Einzelheiten auf der Glaswand durch Fluorescenz abgebildet. Ist bei einer derartigen Abbildung

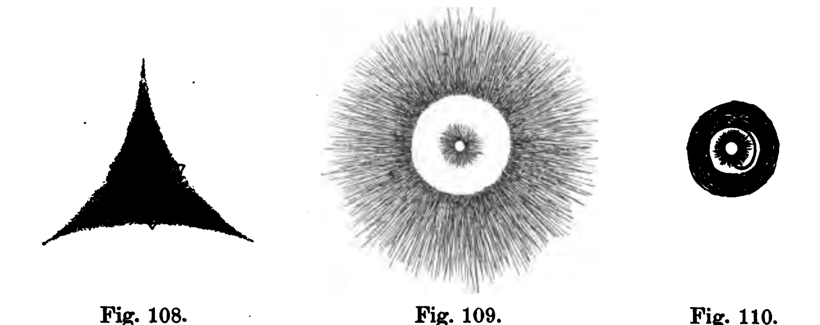


Fig. 108. Fig. 109. Fig. 110.

der Kathodenoberfläche die Konvergenz der Kraftlinienrichtungen an einer Stelle so groß, daß sie vor der Bildfläche (Fluorescenzschirm) sich kreuzen, so kreuzen sich auch die zugehörigen Kathodenstrahlen und liefern ein umgekehrtes Fluorescenzbild von der betreffenden Stelle. Eine Hohlkathode, deren Grenzlinie ein ebenes Dreieck ist, bildet sich beispielsweise so ab, wie es die Fig. 108 (nach Goldstein) zeigt, ihr Umriß ist in die Figur in natürlicher Stellung eingezeichnet.

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß sich ein Kathodenstrahl gleichzeitig in einem elektrischen und einem magnetischen Felde bewegen kann. Die dabei möglichen Bahnformen sind im allgemeinen verwickelt. Es sei nur kurz folgender Fall betrachtet. Eine drahtförmige Kathode soll in einem homogenen Magnetfeld liegen und die Richtung des-

selben haben. Die von ihrer cylindrischen Oberfläche senkrecht ausgehenden elektrischen Kraftlinien stehen dann im Dunkelraum senkrecht zu dem Magnetfelde. Ist dessen Stärke Null, so verlaufen auch die Kathodenstrahlen radial (Fig. 109), im Magnetfeld dagegen krümmen sie sich zu Spiralen, die sich asymptotisch Kreisen nähern, wie Fig. 110 für einen Kathodenstrahl (in der Fig. verstärkte Linie) zeigt.

IV. Verhältnis von Ladung zur Masse und Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen.

1. Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\mu}$, Methoden und Resultate.[1]

Das Verhältnis von Ladung zur Masse ist in folgenden Formeln enthalten. Gleichung für die magnetische Ablenkung (S. 310):

$$y_m = \frac{x^2 \cdot \varepsilon \cdot H}{2\,\mu \cdot v_0}, \qquad \text{I.}$$

für die elektrische (S. 316):

$$y_e = \frac{\varepsilon \cdot l}{\mu \cdot v_0^2} \cdot \frac{d\,V}{d\,y}\left[\frac{l}{2} + (x_2 - x_1)\right], \qquad \text{II.}$$

Gleichung für die kinetische Energie und erzeugende Spannungsdifferenz (S. 306):

$$\tfrac{1}{2}\,\mu\,v_0^2 = \varepsilon \cdot V \qquad \text{III.}$$

Gleichungen für erzeugte Wärme und mitgeführte Intensität (S. 307):

$$W = \tfrac{1}{2} \cdot N \cdot \mu \cdot v_0^2;\quad J_{kn} = N \cdot \varepsilon,$$
$$W = \tfrac{1}{2} \cdot \frac{J_{kn}}{\varepsilon} \cdot \mu\,v_0^2 \qquad \text{IV.}$$

In den vorstehenden vier Gleichungen lassen sich alle Größen durch direkte Messung bestimmen mit Ausnahme des

---

[1]) Schuster, Pr. R. S. **37**, 317, 1884; **47**, 526, 1890; W. A. **65**, 877, 1898; †Wiechert, Abh. phys.-ökon. Ges. Königsberg, **38**, 1, 1897; W. A. **69**, 739, 1899; †J. J. Thomson, Ph. M. (5) **44**, 293, 1897; **48**, 547, 1899; †Kaufmann, W. A. **62**, 597, 1897; **65**, 431, 1898; Gött. Nachr. 1901, 143; W. Wien, V. Ph. G. **16**, 165, 1897; W. A. **65**, 440, 1898; †Lenard, W. A. **64**, 279, 1898; W. B. **108**, 1649, 1899; H. Becquerel, C. R. **130**, 809, 1900; S. Simon, W. A. **69**, 589, 1899; Seitz, A. Ph. **6**, 1, 1901.

Verhältnisses $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und der Geschwindigkeit v_0 der Kathodenstrahlen. Eine jede Gleichung enthält sowohl $\frac{\varepsilon}{\mu}$ wie v. Durch Kombination zweier passender Gleichungen (I u. II, I u. III, I u. IV) kann man darum nach Bestimmung der übrigen Größen und Angabe im entsprechenden Maßsysteme jene zwei Unbekannten berechnen. Dies ist von mehreren Seiten bereits geschehen. Die nachstehende Tabelle giebt eine Übersicht über die mit verschiedenen Methoden erhaltenen Resultate. Als vierte Methode ist darin noch die direkte Messung der Geschwindigkeit v angeführt; hiervon wird im nächsten Abschnitt die Rede sein.

Beobachtet: Magnetische Ablenkung und Elektrodenspannung.

Beobachter.	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ elektromag.	v cm · sec^{-1}	Elektrodensp. Volt	Erzeugung der Kathodenstrahlen
Schuster 1890	$0{,}1 — \cdot 10^7$	$— \cdot 10^{10}$	—	Induktorium
Schuster 1898	0,36	—	—	„
Wiechert 1897	kleiner als 4	0,9	—	„
Kaufmann 1897	1,77	—	—	Influenzmaschine
Kaufmann 1898	1,86	—	—	„
Simon 1899	1,865	—	—	„
Lenard 1899	1,15	0,12—0,54	607–12600	Ultraviol. Licht

Beobachtet: Magnetische und elektrische Ablenkung.

Beobachter.	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ elektromag.	v cm · sec^{-1}	Elektrodensp. Volt	Erzeugung der Kathodenstrahlen
J. J. Thomson 1897	0,67—0,91	0,31—1,2	—	Induktorium
W. Wien 1898	0,3	0,9	—	„
Lenard 1898	0,632—0,649	0,71—0,67	—	„
J. J. Thomson 1899	0,58—0,85	—	40—80	Ultraviol. Licht
„	0,78—1,13	—	120—140	Weißglüh. Kohle
Seitz 1901	0,645	0,703	—	Induktorium
H. Becquerel 1900	1	1,6	—	Radioakt. Substanz
Kaufmann 1901	0,63—1,31	2,83—2,36	—	„ „

Beobachtet: Magnetische Ablenkung, Wärme, Intensität.

Beobachter.	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ elektromag.	v cm · sec^{-1}	Elektrodensp. Volt	Erzeugung der Kathodenstrahlen
J. J. Thomson 1897	1,0—1,43	0,231—0,36	—	Induktorium

Beobachtet: Magnetische Ablenkung, Geschwindigkeit direkt.

Beobachter.	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ elektromag.	v cm · sec^{-1}	Elektrodensp. Volt	Erzeugung der Kathodenstrahlen
Wiechert 1899	1,19—1,42	0,396–0,504	—	Induktorium

Die vorstehenden Werte für das Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\mu}$ für langsame Kathodenstrahlen ($v < 1 \cdot 10^{10}$ cm$\cdot$sec^{-1}) stimmen zwar in der Größenordnung überein, zeigen aber unter einander beträchtliche Abweichungen. Diese werden einmal durch die Fehler der einzelnen Methoden bedingt. Vor allem verdient die Bestimmung aus der elektrischen Ablenkung wenig Vertrauen. Einmal läßt sich das ablenkende Feld nicht genau bestimmen, da man nur die mittlere Feldstärke zwischen zwei ablenkenden elektrischen Platten, nicht die am Orte des Kathodenstrahlenbündels selbst herrschende Feldstärke in Rechnung setzen kann; zweitens störten vielleicht auch Wandladungen, deren Spannung Bruchteile von der ablenkenden Spannungsdifferenz betrug. Auch die Bestimmung aus der von den Kathodenstrahlen abgegebenen Wärme und Ladung darf nicht als sicher betrachtet werden, obwohl sie einen dem wahrscheinlichen nahe liegenden Wert lieferte. Vertrauen dagegen verdienen die Werte, welche aus der magnetischen Ablenkung einerseits und der erzeugenden Spannungsdifferenz oder direkt bestimmter Geschwindigkeit andererseits erhalten wurden. Hierbei sind indes auch die älteren Bestimmungen von Schuster, Wiechert und Kaufmann wegzulassen. Es bleibt übrig der Wert von S. Simon $1{,}865 \cdot 10^7$, der eine Wiederholung der zweiten Bestimmung von Kaufmann darstellt, der Wert von Wiechert ($1{,}19 \cdot 10^7 - 1{,}42 \cdot 10^7$, im Mittel $1{,}3 \cdot 10^7$), der bei direkter Bestimmung der Geschwindigkeit erhalten wurde, und endlich der Wert von Lenard $1{,}15 \cdot 10^7$. Am genauesten dürfte von diesen drei Werten derjenige von Simon sein. $\frac{\varepsilon}{\mu}$ *sei darum für langsame Kathodenstrahlen zu* $1{,}865 \cdot 10^7$ *in elektromagnetischen Einheiten angenommen.*

In den bisherigen Darlegungen wurde das Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\mu}$ als eine konstante Größe betrachtet. Die Beobachtungen zeigten auch, daß es in einem Bereiche der erzeugenden Spannung von einigen Hunderten Volt bis zu 40 000 Volt, also von kleiner Geschwindigkeit bis zu Zehnteln der Lichtgeschwindigkeit wenigstens nahezu konstant ist. Nun dürfen wir zwar die Ladung ε als eine unveränderliche Konstante betrachten. Das Gleiche gilt aber nicht von der in die Rechnung eingeführten

scheinbaren Masse. Doch hiervon ist weiter unten die Rede. Berichtend sei hier lediglich noch angeführt, daß nach neuerer Untersuchung das Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\mu}$ wohl für Unterlichtgeschwindigkeiten als konstant betrachtet werden kann, dagegen nicht mehr für Licht- und Überlichtgeschwindigkeiten ($v > 1 \cdot 10^{10}$ cm·sec^{-1}). Dies zeigt folgende Tabelle (nach Kaufmann).

v in 10^{10} cm·sec^{-1}	2,36	2,48	2,59	2,72	2,83
$\frac{\varepsilon}{\mu}$ in 10^7 elektromagn. Einh.	1,31	1,17	0,975	0,77	0,63

Bemerkt sei noch, daß sich für *das Verhältnis* $\frac{\varepsilon}{\mu}$ *für verschiedene Gase und für verschiedene Elektrodenmetalle unter sonst gleichen Umständen gleiche Werte ergeben.*

2. Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen.[1]

Wie im Vorausgehenden dargelegt wurde, ergiebt sich die Kathodenstrahlgeschwindigkeit immer gleichzeitig mit dem Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\mu}$. Sie hat in vielen Fällen einen so riesigen Wert, wie er sonst bei Massenteilchen nicht vorkommt. Es war daher wichtig und interessant, die Kathodenstrahlgeschwindigkeit auch direkt zu bestimmen. Bereits ältere allerdings ungenaue direkte Bestimmungen ergaben sehr große Werte. Zuverlässig wurde sie mittels folgender Methode (nach Des Coudres und Wiechert) gemessen.

Bestimmt wird die Zeit t, welche die Kathodenstrahlen brauchen, um einen gewissen Weg l zurückzulegen. Es ist dann $v = \frac{l}{t}$. Da v sehr groß ist, so ist t für handliche Werte

[1] Goldstein, W. A. **12**, 101, 1880; Spottiswoode u. Moulton, Th. Tr. **171**, 627, 1880; Kelvin, Pr. R. S. **52**, 331, 1893; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **38**, 358, 1894; Des Coudres, Verh. ph. G. **14**, 86, 1895; **16**, 157, 1897; †Wiechert, Abh. phys.-ökon. Ges. Königsberg, **37**, 1, 1896; W. A. **69**, 739, 1899; Battelli u. Stefanini, N. C. (4) **10**, 324, 1899.

von l sehr klein; zur Messung von t muß man darum einen Vorgang benützen, der in sehr kurzer Zeit von einem markierbaren Anfangs- in einen markierbaren Endzustand übergeht. Ein solcher Vorgang ist eine Hertzsche elektromagnetische Schwingung. Diese kann man in folgender Weise benützen. Man läßt einen Teil des Systems, in dem eine Schwingung hin- und hergeht, auf die Kathodenstrahlen magnetisch ablenkend in der Nähe der Kathode wirken, einen anderen Teil in derselben Weise im Abstande l von der Kathode. Aus der Ablenkung der Kathodenstrahlen und dem Zeitunterschiede zwischen der Einwirkung des ablenkenden Schwingungssystems auf die Kathodenstrahlen an den Enden von l läßt sich die Zeit t berechnen.

Die Kathodenstrahlgeschwindigkeiten, die auf die vorstehende Weise erhalten wurden, lagen bei den speziellen Versuchsbedingungen zwischen 0,132 und 0,168 Lichtgeschwindigkeit.

Die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen ist natürlich von Fall zu Fall verschieden und *hängt ab von der frei durchlaufenen Spannungsdifferenz.* Ist die Anfangsgeschwindigkeit des Kathodenstrahlteilchens Null und durchläuft es 1 Volt frei, so ist seine Endgeschwindigkeit $v = \sqrt{2 \cdot \frac{\varepsilon}{\mu} \cdot \frac{1}{300}}$, wo $\frac{\varepsilon}{\mu}$ in elektrostatischem Maße zu geben ist. Setzt man $\frac{\varepsilon}{\mu} = 1{,}865 \cdot 10^7 \cdot 3 \cdot 10^{10}$, so erhält man für $v = 6{,}1 \cdot 10^7\,\mathrm{cm} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$.

3. Folgerungen.[1]

Setzt man für die Berechnung der Kathodenstrahlenergie $\frac{1}{2}\mu v^2 = \varepsilon V$, so nimmt man an, daß die gesamte elektrische Arbeit in kinetische Energie des Kathodenstrahlteilchens verwandelt wird. Diese Annahme ist indes nicht genau richtig. Ein Teil der elektrischen Arbeit wird auch in magnetische Feldenergie des Kathodenstrahlteilchens verwandelt. Berechnet man darum die Masse μ aus jener Gleichung, so erhält man nicht die wahre Masse, sondern einen durch die Nichtberücksichtigung der magnetischen Feldenergie modifizierten Wert. Um dies anzudeuten, spricht man von einer scheinbaren Masse.

[1] Wiechert, Abh. phys.-ökon. Ges. Königsberg **35**, 4, 1894; **37**, 1, 1896; Gött. Nachr. 1898, 1; W. A. **69**, 741, 1899; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **48**, 547, 1899; M. Abraham, Gött. Nachr. 1902, Heft 1.

Über die Deutung der Masse eines Kathodenstrahlteilchens im mechanischen oder elektromagnetischen Sinne ist man noch nicht einig. Halten wir an der Auffassung der Masse in mechanischem Sinne fest, so können wir Folgendes sagen. Unterhalb der Lichtgeschwindigkeit ist die magnetische Energie proportional der kinetischen, also proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit; es ist dann auch das Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und darum die scheinbare Masse μ konstant. Für größere Geschwindigkeiten, Licht- und Überlichtgeschwindigkeiten gilt diese einfache Beziehung nicht mehr.

Wir beschränken uns auf den gewöhnlichen Fall der Unterlichtgeschwindigkeit. In diesem Falle sind wir zu folgenden Schlüssen berechtigt. Die wahre Masse eines Kathodenstrahlteilchens ist entweder gleich oder nicht viel kleiner als die scheinbare Masse; unter Masse eines Kathodenstrahlteilchens möge immer die scheinbare in dem vorstehenden Sinne verstanden sein. Nun ist für das elektrolytische Wassterstoffion $\frac{\varepsilon}{\mu_H} = 9{,}5 \cdot 10^3$, für das negative Elektron (Kathodenstrahlteilchen) $\frac{\varepsilon}{\mu_E} = 1{,}865 \cdot 10^7$; da die Ladung in beiden Fällen die gleiche ist, so gilt $\mu_H : \mu_E = 1{,}865 \cdot 10^7 : 9{,}5 \cdot 10^3$ oder $\mu_E = 5{,}1 \cdot 10^{-4} \mu_H$; oder *es ist die Masse des negativen Elektrons mehr denn tausend mal kleiner als die Masse des Wasserstoffatoms.* Da der Wert $\frac{\varepsilon}{\mu}$ für einen Kathodenstrahl sich unabhängig von der Gasfüllung ergeben hat, so müssen wir annehmen, daß die in den chemischen Elementen enthaltenen negativen Elektronen nicht bloß gleiche elektrische Ladung, sondern auch gleiche Masse besitzen.

V. Zerstreuung der Kathodenstrahlen.

1. Prinzip der Zerstreuung.[1]

Pflanzt sich ein Kathodenstrahlteilchen geradlinig in einem Medium fort, so trifft es nach kürzerer oder längerer Zeit entweder direkt auf ein neutrales oder anderes elektrisches Teilchen

[1]) W. Weber, Ges. Werke IV, 389; Riecke, W. A. **66**, 357, 1898; Kaufmann, W. A. **69**, 112, 1899; Stark, Ph. Z. **1**, 397, 1900; **2**, 233, 1900; **3**, 161, 235, 368, 1902; V. D. Ph. G. **4**, 167, 1902.

oder es fliegt in kleinem Abstande in der Nähe eines solchen Teilchens vorüber. In beiden Fällen tritt zwischen dem Kathodenstrahlteilchen und dem anderen Massenteilchen eine Kraft auf; diese wird in erster Linie elektrischer Natur sein. Durch diese Kraft wird das Kathodenstrahlteilchen aus seiner geradlinigen Bahn abgelenkt.

Pflanzt sich eine größere Zahl von Kathodenstrahlteilchen, ein Kathodenstrahlbündel in einem materiellen Medium fort, so wird nach kurzer Zeit eine größere Zahl von einzelnen Strahlen aus der anfänglichen Richtung durch die Massenteilchen des Mediums abgelenkt, die einen stärker, die anderen schwächer. Das Bündel zerfällt auf diese Weise in Strahlen, die nach allen möglichen Richtungen laufen; *es wird*, mit anderen Worten, *ein Kathodenstrahlbündel in einem materiellen Medium diffus zerstreut*, ähnlich wie ein Lichtbündel in einem trüben Medium.

Tritt ein Kathodenstrahlbündel von einem wenig zerstreuenden Medium, z. B. aus verdünntem Gas, in ein stärker zerstreuendes, z. B. in ein Metall, so findet in diesem, in der Oberflächenschicht wie in den tieferen Schichten diffuse Zerstreuung statt. Ein Teil der zerstreuten Kathodenstrahlen wird aber so stark abgelenkt, daß er sich wieder in den Gasraum zurückbegiebt. *Diese rückwärts gerichtete diffuse Zerstreuung der Kathodenstrahlen von der Oberflächenschicht eines Mediums in das vorausgehende Medium (Gasraum) heißt Reflexion der Kathodenstrahlen; diese ist offenbar diffus.* Es wirft also ein Körper auffallende Kathodenstrahlen zum Teil nach allen Richtungen zurück, zum Teil nimmt er sie in sich auf und zerstreut sie in seinem Inneren nach allen Richtungen.

Da die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, verglichen mit der thermischen Geschwindigkeit von Massenteilchen, in der Regel sehr groß ist, so können wir die letzteren bei der Zerstreuung der Kathodenstrahlen als ruhend betrachten. Wir können uns dann von der diffusen Zerstreuung der Kathodenstrahlen folgendes Bild machen. Die Massenteilchen sind Fixsterne oder Sonnen mit großen, nur mit reinem Äther erfüllten Zwischenräumen; in den von ihnen erfüllten Raum dringt ein Bündel von kleinmassigen Kometen mit großer Geschwindigkeit ein. Sowie ein solcher Komet (Kathodenstrahl-

teilchen) zufällig in die Nähe einer solchen Sonne (Massenteilchen) kommt, wird er aus seiner Bahn abgelenkt; je nach der Größe der ablenkenden Kraft und der Größe seiner Geschwindigkeit wird der Komet gezwungen, auf einer Ellipse kreisend bei seiner Sonne zu bleiben, oder er wird auf einer Parabel wieder in seine ursprüngliche Richtung zurückgeworfen oder lediglich auf den Ast einer Hyperbel abgelenkt. Der letzte Fall ist der häufigste.

Wie bereits bemerkt, erfolgt die diffuse Zerstreuung der Kathodenstrahlen in zweierlei Weise, einmal durch Zusammenstoß mit einem Massenteilchen, zweitens durch bloße Ablenkung in dessen Nähe. Der Zusammenstoß kann entweder dadurch erfolgen, daß das Kathodenstrahlteilchen in geradliniger Fortsetzung seiner Bahn zufällig auf ein Massenteilchen trifft, oder dadurch, daß es durch die von einem Massenteilchen ausgehende Kraft soweit abgelenkt wird, daß sein Abstand von dessen Mittelpunkt kleiner wird als dessen Halbmesser. Im ersten Falle kann man von *zufälligen* Zusammenstößen reden, im zweiten Falle von *erzwungenen*. *Die ablenkende Kraft vermehrt* demnach *die Zahl der Zusammenstöße.*

Nach dem, was oben über die Ablenkung durch eine elektrische oder magnetische Kraft gesagt ist, versteht man ohne weiteres, daß *die Ablenkung der Kathodenstrahlen durch Massenteilchen, oder ihre diffuse Zerstreuung um so geringer ist, je größer die Kathodenstrahlgeschwindigkeit ist, und um so größer, je größer die ablenkende Kraft zwischen Kathodenstrahl- und Massenteilchen ist. Außerdem hängt die diffuse Zerstreuung der Kathodenstrahlen auch ab von der Zahl der Massenteilchen, die auf ihrem Wege liegen; sie ist offenbar um so größer, je größer diese Zahl ist.*

2. Allgemeines über die Intensität der zerstreuten Kathodenstrahlen.[1])

Wie die primären, einfallenden Strahlen, so besitzen auch die zerstreuten Strahlen eine negative elektrische Ladung und eine kinetische Energie. Intensität I_{kn} heißt auch bei ihnen

[1]) **Starke**, W. A. **66**, 49, 1898.

die Elektrizitätsmenge, welche sie in der Zeiteinheit durch einen bestimmten Querschnitt führen.

Läßt man Kathodenstrahlen in ein materielles Medium eindringen, so führen sie diesem eine negative elektrische Ladung zu. Leitet man diese aus dem Medium nicht ab, so wächst sie nur bis zu einem gewissen Betrage. Diesen kann sie nicht übersteigen. Denn einerseits wird ein Teil der einfallenden primären Strahlen durch die elektrische Kraft der vorhandenen negativen Ladung wieder zurückgeworfen, andererseits fließt beständig negative Ladung durch das ionisierte Gas nach anderen Körpern mit höherer (positiver) Spannung ab. Um darum die Erscheinung der Reflexion der Kathodenstrahlen an der Oberfläche eines Körpers oder die Zerstreuung in dessen Innern rein zu erhalten, muß man den zerstreuenden Körper sowie die ihm benachbarten Körper auf der Spannung Null halten, also über einen nicht zu großen Widerstand zur Erde ableiten.

Bei Beachtung dieser Vorsichtsmaßregel kann man folgende Definitionen einführen. Der zerstreuende Körper wirft erstens einen Teil der einfallenden primären Strahlen zurück in das vorausgehende Medium; fängt man diese zurückgeworfenen Strahlen durch eine geeignete Vorrichtung auf und leitet sie durch ein empfindliches Galvanometer zur Erde ab, so heißt die Stärke des von diesem angezeigten Stromes, nämlich die in der Zeiteinheit reflektierte negative Ladung *die Intensität* i_r *der reflektierten Strahlen*. Der zerstreuende Körper läßt zweitens auf seiner Rückfläche einen Teil der in ihm zerstreuten Kathodenstrahlen in das angrenzende Medium (Gasraum) aus sich austreten. Fängt man diese durch den Körper gegangenen Kathodenstrahlen mit einer geeigneten Vorrichtung auf und leitet ihre Ladung durch ein Galvanometer zur Erde, so giebt der Strom in diesem die Intensität *der durchgelassenen Strahlen* i_d *an*. Drittens fließt aus dem zerstreuenden Körper durch das ableitende Galvanometer negative Ladung ab, ihre Stromstärke heißt *die Intensität* i_a *der absorbierten Kathodenstrahlen*.

Ist I die Intensität der einfallenden Strahlen, so gilt

$$I = i_r + i_d + i_a.$$

Ist der zerstreuende Körper so dick, daß er keine Kathodenstrahlen durchläßt, so ist $i_d = 0$ und $I = i_r + i_a$.

3. Geschwindigkeit und Energie der zerstreuten Strahlen.[1])

Treffen Kathodenstrahlteilchen auf Massenteilchen, so geben sie durch Stoß an diese Energie ab; es wird dadurch die kinetische Energie oder absolute Temperatur der Massenteilchen erhöht. Im allgemeinen giebt ein Kathodenstrahlteilchen an ein Massenteilchen beim Zusammenstoß nicht auf einmal seine ganze kinetische Energie an dieses ab, sondern nur einen Teil; nach dem Zusammenstoß kann es mit verminderter Geschwindigkeit wieder weiter fliegen. Dieser so entstehende zerstreute Kathodenstrahl hat also nach der Zerstreuung eine kleinere Geschwindigkeit als zuvor. Demgemäß *sind in den zerstreuten Kathodenstrahlen solche enthalten, welche eine kleinere Geschwindigkeit besitzen als die primären, einfallenden Strahlen.*

Stößt ein Kathodenstrahlteilchen nicht mit einem benachbarten Massenteilchen zusammen, sondern wird es lediglich von diesen abgelenkt, so nimmt es zwar bei der Annäherung an dieses, eine andere, in der Regel größere Geschwindigkeit an; diese nimmt aber bei der Entfernung von ihm wieder ab und besitzt dann wieder den alten Wert, sowie die ablenkende Kraft wieder Null geworden ist. Es ist also dann der Kathodenstrahl zwar abgelenkt, „zerstreut“ worden, besitzt aber nach der Zerstreuung wieder die gleiche Geschwindigkeit und kinetische Energie als zuvor. Demgemäß *sind unter den zerstreuten Kathodenstrahlen solche enthalten, welche die gleiche Geschwindigkeit besitzen wie die einfallenden Strahlen.*

Nach dem Vorstehenden *wird ein homogenes Kathodenstrahlbündel durch die Zerstreuung inhomogen*; während zuvor seine Elektronen alle die gleiche Geschwindigkeit besaßen, kommen in dem zerstreuten alle möglichen Geschwindigkeiten von der ursprünglichen angefangen bis zu Null vor. Dies gilt sowohl für die zerstreuten Strahlen, die in dem zerstreuenden Körper selbst verlaufen, wie für die reflektierten und für die durchgelassenen Kathodenstrahlen. Dies zeigt die Untersuchung der zerstreuten Strahlen auf ihre magnetische Ablenkbarkeit.

Schneidet man nämlich mit Hilfe eines Diaphragmas aus

---

1) Lenard, W. A. 52, 23, 1894; Merritt, Ph. R. 7, 217, 1898; Cady, A. Ph. 1, 678, 1900; Gehrcke, B. B. 1901, 461; Seitz, A. Ph. 6, 1, 1901; Stark, Ph. Z. 3, 161, 1902.

dem an einem dünnen Metallblättchen an der Vorderseite diffus reflektierten oder aus den auf der Rückseite austretenden Strahlen ein schmales Bündel heraus und bringt dieses in ein transversales Magnetfeld, so wird es zu einem kontinuierlichen Spektrum auseinandergezogen, auch wenn das primäre Strahlenbündel homogen war. Die am wenigsten abgelenkte Kante dieses Spektrums enthält diejenigen Strahlen, welche keine Einbuße an Geschwindigkeit erlitten; diese zeigen nämlich in dem gleichen Magnetfelde eine gleich große Ablenkung wie die primären Strahlen; die übrigen Strahlen des Spektrums sind stärker abgelenkt, besitzen also eine kleinere Geschwindigkeit.

Bevor über die Verteilung der Energie bei der Zerstreuung der Kathodenstrahlen die Rede ist, sei noch eine Bemerkung über die Art des Energieverlustes der Kathodenstrahlen gemacht. Es wurde oben gesagt, daß ein Kathodenstrahlteilchen durch Stoß kinetische Energie an ein Massenteilchen des zerstreuenden Körpers abgeben könne, mag hierbei ein gleich großer Betrag kinetischer Energie an dem Massenteilchen erscheinen oder mag die abgegebene Energie in potentielle Energie bei eintretender Ionisierung oder irgend welchen chemischen Umsetzungen oder in Lichtenergie verwandelt werden. Es kann aber ein Kathodenstrahlteilchen auch noch kinetische Energie verlieren, ohne daß es mit einem anderen Teilchen direkt zusammenstößt. Dies findet dann statt, wenn das Kathodenstrahlteilchen in unmittelbarer Nähe des Massenteilchens mit großer Geschwindigkeit vorüberfliegt, eine starke Ablenkung und damit eine sehr schnelle und große Geschwindigkeitsänderung erfährt. Dann pflanzt sich nämlich in den umgebenden Äther die elektromagnetische Störung fort und führt Energie mit sich weg, unter gleichzeitiger Verminderung der kinetischen Energie des Kathodenstrahlteilchens. Dieser Vorgang ist die *elektromagnetische Ausstrahlung* in Form von Röntgenstrahlen; er tritt in merklichem Betrage erst bei sehr großen Kathodenstrahlgeschwindigkeiten ein; er ist im letzten Teile dieses Buches besprochen. Hier sei er vernachlässigt; es sei also angenommen, daß bei der Zerstreuung der Kathodenstrahlen keine Energie durch elektromagnetische Ausstrahlung in den Äther weggeführt werde.

Unter Leistung e_r der reflektierten Kathodenstrahlen sei die in der Zeiteinheit reflektierte Kathodenstrahlenenergie

verstanden, analog sei Leistung e_d der durchgelassenen und diejenige e_a der absorbierten Energie definiert. Ist E die Leistung der primären Strahlen, so gilt $E = e_r + e_a + r_d$. Werden keine Strahlen durchgelassen, so ist $e_d = 0$ und $E = e_r + e_a$.

Vergleicht man die Leistung und Intensität bei der Zerstreuung der Kathodenstrahlen, so findet man Folgendes. Sowohl das Verhältnis $\frac{e_r}{i_r}$ wie $\frac{e_d}{i_d}$ ist kleiner als das Verhältnis $\frac{e_a}{i_a}$, oder mit anderen Worten *die absorbierte Leistung ist größer, als der absorbierten Intensität entspricht.* Ein Teil der reflektierten und durchgelassenen Strahlen läßt nämlich einen Betrag seiner Energie in dem zerstreuenden Körper zurück und vermehrt so die absorbierte und vermindert die reflektierte und durchgelassene Leistung.

4. Zerstreuung der Kathodenstrahlen in Gasen. [1])

Durchlaufen Kathodenstrahlen ein Gas, so werden sie durch dessen Teilchen zerstreut. Ist die primäre Intensität I, die auf der Strecke dx zerstreute Intensität dI, so sei gesetzt $dI = I \cdot \alpha \cdot dx$. Die Größe $\alpha = \frac{dI}{I \cdot dx}$ heißt der Zerstreuungskoëffizient, er giebt die auf der Strecke Eins von der primären Intensität Eins seitlich zerstreute Intensität. Zur Bestimmung des Zerstreuungskoëffizienten kann man folgende Versuchsanordnung (nach Starke u. Kaufmann) treffen.

In Fig. 111 ist K die Kathode, A eine central durchbohrte Anode, an diese ist das metallische Rohr C angesetzt, dieses ist durch das Diaphragma B abgeschlossen. Auf dieses ist isoliert das Rohr G und der mit ihm verbundene Käfig D mit der Verschlußplatte P aufgesetzt. In G befindet sich von ihm isoliert der Auffänger für die zerstreuten Strahlen E. Durchlaufen die aus der Durchbohrung der Anode kommenden Kathoden-

[1]) Hertz, W. A. **19**, 816, 1883; †Lenard, B. B. 1893, 3; W. A. **51**, 225, 1894; **52**, 23, 1894; **56**, 255, 1895; †Goldstein, W. A. **51**, 622, 1894; **67**, 84, 1899; †Kaufmann, W. A. **69**, 95, 1899; Starke, A. Ph. **3**, 75, 1900; Stark, Ph. Z. **2**, 233, 1900; Mc Lennan, Z. Ph. Ch. **37**, 513, 1901; (vergl. S. 136).

strahlen den Auffänger F, so wird ein Teil von ihnen i_a seitlich zerstreut nach den Wänden des Auffängers; der übrige Teil i_d (durchgelassene Intensität) geht durch F nach dem Cylinder D und der Verschlußplatte P. Indem man F und P über ein Galvanometer zur Erde ableitet, kann man i_a und i_d bestimmen. Da man die nach rückwärts reflektierte Intensität vernachlässigen kann, so ist $I = i_a + i_d$. Aus dem zu bestimmenden Verhältnis $\varkappa = \frac{i_d}{i_a} = \frac{i_d}{I - i_d}$ läßt sich der Zerstreuungskoëffizient nach der Formel berechnen $\alpha = \frac{1}{l} \log \text{nat} (1 + \varkappa)$, wo l die Länge des Weges im Auffänger F bedeutet. Zu bemerken ist noch, daß l nicht zu lang sein darf, da durch die

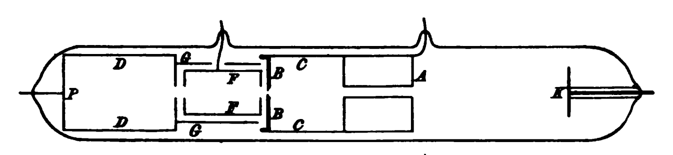


Fig. 111.

Zerstreuung ein Kathodenstrahlbündel inhomogen wird und dann in verschiedenen Teilen von l verschiedene Zerstreuungskoëffizienten besitzt. Um ferner den störenden Leitungsstrom zwischen F und P möglichst zu beseitigen, müssen alle Metallstücke aus demselben Material hergestellt sein.

Mit Hilfe der vorstehenden Methode haben sich folgende Resultate ergeben. Der Zerstreuungskoëffizient α eines Gases ist eine Funktion des Gasdruckes p und der Kathodenstrahlgeschwindigkeit v, er ist angenähert direkt proportional p und umgekehrt proportional v^2. Da v^2 proportional ist der Spannungsdifferenz V, welche die Kathodenstrahlen erzeugte, so kann man auch sagen, der Zerstreuungskoëffizient sei umgekehrt proportional der Spannungsdifferenz V. Es ist demgemäß die Größe $\frac{\alpha \cdot V}{p}$ oder $\frac{\alpha \cdot v^2}{p}$ für ein Gas eine charakteristische nahezu konstante Größe; sie ist in der nachstehenden Tabelle (nach Kaufmann) für verschiedene Gase angegeben

Gas	$\frac{\alpha \cdot V}{p}$
Wasserstoff	730
Stickstoff	5650
Kohlenoxyd	6380
Kohlendioxyd	6830
Stickoxydul	6900

Wie man sieht, ist die Zerstreuung der Kathodenstrahlen am kleinsten im Wasserstoff.

Man kann die Zerstreuung der Kathodenstrahlen in Gasen auch nach folgender Methode (nach Lenard) untersuchen.

K ist in der Fig. 112 Kathode, *A* Anode; diese ist in der Mitte durchbohrt, die Durchbohrung ist mit einem dünnen

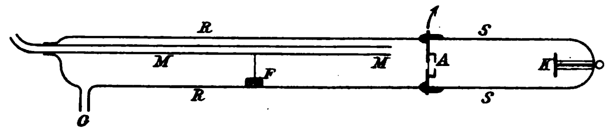


Fig. 112.

Aluminiumblättchen bedeckt. An die Stromröhre *S* ist eine zweite Röhre *R* angekittet. In diese ist exzentrisch die an eine Pumpe angesetzte Metallröhre *M* eingeführt; außerdem mündet in sie eine zu einem Gasentwickler führende Röhre *G*; in *R* ist mit Hilfe eines von außen genäherten Magneten ein Fluorescenzschirm *F* verschiebbar. *M* und *A* werden zur Erde abgeleitet, *K* wird mit dem negativen Pole einer Stromquelle verbunden, die Elektrodenspannung und damit die Kathodenstrahlgeschwindigkeit wird bei allen Versuchen konstant gehalten; es treten also aus dem Aluminiumfenster in das Rohr *R* Kathodenstrahlen von gleichbleibender Geschwindigkeit. In das Rohr wird ein beliebiges Gas eingeführt und in jedem Falle derjenige Abstand des Fluorescenzschirmes vom Aluminiumfenster bestimmt, bei welchem jener von den bis zu ihm vordringenden Kathodenstrahlen gerade noch zum Leuchten erregt wird. Je größer jener Abstand ist, desto geringer ist offenbar

die Zerstreuung. Wie die auf diese Weise für Wasserstoff erhaltene nachstehende erste Tabelle (nach Lenard) zeigt, nimmt die Zerstreuung mit sinkendem Drucke ab.

Druck mm	Abstand cm
760	10,6
335	21,1
167	32,4
88	38,8
42,2	56,1
20,3	74,9
10,3	96,8

Gas	Abstand cm	Dichte
Wasserstoff . .	29,5	1
Stickstoff . . .	6,5	14
Luft	6,0	14,4
Sauerstoff . . .	5,1	16
Kohlensäure . .	4,0	22
Schweflige Säure	2,3	32

Die zweite der vorstehenden Tabellen (nach Lenard) ergiebt, daß ein Gas Kathodstrahlen um so stärker zerstreut, je größer seine Dichte ist.

Die seitliche Ausbreitung eines in einem Gase zerstreuten Kathodenstrahlbündels ist um so größer, verglichen mit der Länge, je stärker die Zerstreuung ist.

Die Zerstreuung der Kathodenstrahlen in einem Gase spielt sich immer beim Glimmstrom ab; in diesem treten ja in allen Teilen Kathodenstrahlen (Elektronen) auf; die größte Geschwindigkeit besitzen in ihm die von der Oberfläche der Kathode ausgehenden. Die Spannungsdifferenz, von welcher diese erzeugt werden, ist gleich dem Kathodenfall. Zerstreut werden sie in der auf den dunklen Kathodenraum folgenden Gasschicht, der negativen Glimmschicht; in dieser bringen sie bei ihrer Zerstreuung durch ihre kinetische Energie Erwärmung, Leuchten und Ionisierung hervor. Die negative Glimmschicht ist um so länger, je weiter in ihr die Kathodenstrahlen sich ausbreiten, je weniger sie also zerstreut werden.

Bei konstanter Kathodenstrahlgeschwindigkeit, also konstantem Kathodenfall, nimmt darum die Länge der negativen Glimmschicht zu, wenn der Druck abnimmt. Bei konstantem Druck wächst die Länge der Glimmschicht mit dem Kathodenfall, weil dann die Zerstreuung abnimmt. Bei gleichem Druck und gleichem Kathodenfall ist in verschiedenen Gasen die negative Glimmschicht verschieden lang, um so länger, je

kleiner der Zerstreuungskoëffizient ist, am längsten in Wasserstoff.

Werden die Kathodenstrahlen nicht durch eine elektrische oder magnetische Kraft von ihrer Bahn abgelenkt, so ist diese geradlinig; von einem in ihren Weg gestellten Körper entwerfen sie im Gasraum wie auf einem Fluorescenzschirm einen scharfen Schatten. Dies gilt indes nur dann, wenn das Gas sehr stark verdünnt, also die Zerstreuung sehr klein ist. Bei stärkerer Zerstreuung scheinen sie um den ihnen entgegenstehenden

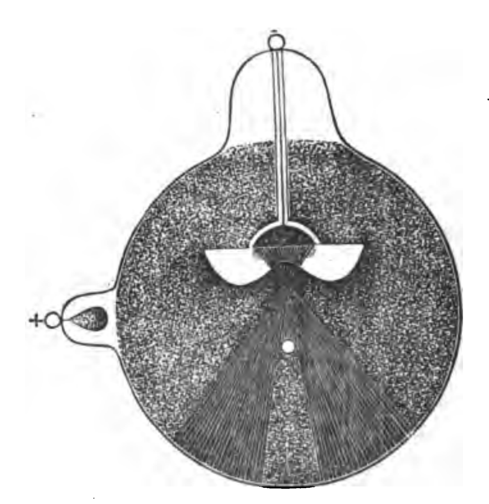


Fig. 113.

Körper zum Teil herumzubiegen; dessen Schattenraum wird nämlich ebenfalls von Glimmlicht erfüllt. Dieses wird indes von den Strahlen erzeugt, welche durch die Zerstreuung an den Gasteilchen oder an der Glaswand seitlich in den Schattenraum geworfen werden. Fig. 113 (nach Goldstein) zeigt die Verteilung des Glimmlichtes für den Fall, daß in den Weg der primären von einer Hohlkathode kommenden Kathodenstrahlen ein undurchlässiger fester Körper gestellt wird.

Wie bereits bemerkt wurde, wird ein ursprünglich homogenes Kathodenstrahlbündel durch die Zerstreuung inhomogen; neben Strahlen mit der ursprünglichen Geschwindigkeit kommen Strahlen mit jeder beliebigen kleineren Geschwindigkeit vor.

Diese unterliegen dann ihrerseits wieder einer viel stärkeren Zerstreuung als die schnelleren primären Strahlen und bewirken darum intensives Leuchten und starke Ionisierung. Diese Verhältnisse liegen in der negativen Glimmschicht vor; deren Leuchten rührt zum größten Teil von der Zerstreuung der langsam bereits einmal zerstreuten Strahlen her, so in der obigen Figur die ganze durch Punktierung angedeutete Lichtmasse.

5. Zerstreuung in festen Körpern.[1]

Läßt man Kathodenstrahlen auf einen festen Körper fallen, so wird ein Teil von ihnen in den angrenzenden Gasraum zurückgeworfen, der übrige Teil dringt in den festen Körper ein und wird dann bei seinem Vordringen in demselben zerstreut. Soviel negative Kathodenstrahlladung als in ihm zum Stillstand kommt, soviel fließt dann durch das ihn ableitende Galvanometer ab; dieses mißt die zerstreute Intensität. Ist der Körper dick, so bringt er die ganze in ihn eingedrungene Kathodenstrahlladung zum Stillstand; ist er ein dünnes Blättchen, so läßt er auf seiner Rückseite einen Teil der Kathodenstrahlen austreten. Hiervon kann man Gebrauch machen, um aus einem hoch verdünnten Gase Kathodenstrahlen in ein anderes Gas, z. B. in atmosphärische Luft, austreten zu lassen; man läßt sie nämlich in dem verdünnten Gase auf ein dünnes als Fenster nach außen dienendes Aluminiumblättchen fallen; dieses muß natürlich lochfrei sein und darf nur auf kleiner Fläche dem atmosphärischen Drucke ausgesetzt sein. Die durch ein solches Aluminiumfenster aus dem Vakuum tretenden Strahlen zeigen dasselbe Verhalten wie in diesem, was magnetische und elektrische Ablenkbarkeit betrifft. Indes sind sie diffus und nicht mehr homogen, wie bereits oben S. 329 dargelegt wurde.

Die Zerstreuung der Kathodenstrahlen durch feste Körper kann man an den aus einem Aluminiumfenster in die atmosphärische Luft tretenden Strahlen untersuchen. Eine angenäherte

[1]) E. Wiedemann u. Ebert, Erlang. B. 1891, 31; Hertz, W. A. **45**, 28, 1892; †Lenard, B. B. 1893, 3; W. A. **51**, 225, 1894; **52**, 23, 1894; **56**, 255, 1895; Des Coudres, W. A. **62**, 134, 1897; Guglielmo, N. C. (4) **10**, 202, 1899; †Seitz, A. Ph. **6**, 1, 1901.

Vergleichung verschiedener Stoffe auf diese Weise ergab, daß *ein Körper Kathodenstrahlen um so stärker zerstreut, je größer seine Dichte ist.* Ferner ergab sich, daß *unter sonst gleichen Umständen die Zerstreuung von Kathodenstrahlen durch einen Körper um so größer ist, je kleiner ihre Geschwindigkeit oder die sie erzeugende Spannungsdifferenz ist.* Diese Erscheinung wurde bereits oben erklärt.

Man kann die Zerstreuung der Kathodenstrahlen durch einen festen Körper auch im Vakuum auf folgende Weise studieren. Man läßt primäre Kathodenstrahlen von bestimmter Geschwindigkeit auf ein dünnes Blättchen des zu untersuchenden Körpers fallen und bestimmt unter sonst konstanten Verhältnissen galvanometrisch die von ihm durchgelassene Intensität i_{d1} für eine Dicke l_1 und i_{d2} für eine zweite Dicke l_2 des Blättchens. Ist dann die in das Blättchen eindringende Intensität I_0, von der die reflektierte bereits abgezogen sei, so gilt $i_{d1} = I_0 e^{-\alpha l_1}$ und $i_{d2} = I_0 e^{-\alpha l_2}$. Hieraus ergiebt sich

$$\alpha = \frac{1}{l_2 - l_1} \log \text{nat} \frac{i_{d1}}{i_{d2}}.$$

Die Größe α ist wieder der Zerstreuungskoëffizient. Er kann auch durch die Gleichung definiert werden $di = -i \cdot \alpha \cdot dx$, wo i im zerstreuenden Körper die Intensität im Anfang der Strecke dx ist, di die Abnahme auf dieser. Durch Integration der vorstehenden Gleichung erhält man die obigen.

Wie der Zerstreuungskoëffizent der Gase, so ist auch derjenige fester Körper eine Funktion der Kathodenstrahlgeschwindigkeit; er nimmt ab, wenn diese wächst. Ferner zeigt sich, *daß er für ein und dasselbe Material um so größer sich ergiebt, je größer dessen Dicke ist.* Durch die Zerstreuung wird ja ein Kathodenstrahlbündel inhomogen; je weiter es in dem zerstreuenden Körper vorwärts schreitet, desto größer wird die Zahl der durch Zerstreuung verlangsamten Strahlen, desto stärker die Zerstreuung und darum desto größer der Zerstreuungskoëffizient. Die Angabe eines Zerstreuungskoëffizenten und die Vergleichung verschiedener Körper hinichtlich der Zerstreuung hat darum nur dann Sinn, wenn die zerstreuende Schichtdicke so klein ist, daß in ihr die Homogenität der einfallenden Strahlen nur wenig geändert wird.

6. Reflexionsvermögen der Metalle.[1])

Fallen Kathodenstrahlen von der Intensität I_0 auf ein dickes abgeleitetes Metallblättchen, so werden sie zum Teil i_r in den angrenzenden Gasraum zurückgeworfen, zum Teil i_a von dem reflektierenden Metall absorbiert.. i_a läßt sich galvanometrisch bestimmen, ebenso i_r, indem man das reflektierende Blättchen mit einem Käfig zum Auffangen von i_r umgiebt und diesen über ein Galvanometer zur Erde ableitet. Das Verhältnis $\frac{i_r}{I_0} = \frac{i_r}{i_r + i_a} = r$ heißt das Reflexionsvermögen; setzt man $I_0 = 100$, so erhält man es in Prozenten.

Da die Zerstreuung von der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen abhängt, so ist das Reflexionsvermögen eines Metalles für Kathodenstrahlen im allgemeinen keine Konstante. Indes kann sie bei senkrechter Incidenz für eine Kathodenstrahlgeschwindigkeit über $4 \cdot 10^9\,\text{cm} \cdot \text{sec}^{-1}$ als unabhängig von der Geschwindigkeit betrachtet werden.

Die reflektierten Kathodenstrahlteilchen werden von den Metallteilchen so stark von ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt, daß sie sich zum Teil wieder in den Gasraum zurückbegeben; je größer darum die Ablenkung ist, desto größer ist die reflektierte Intensität. Die Ablenkung ist unter sonst gleichen Umständen um so größer, je kleiner die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen ist. Mit wachsender Kathodenstrahlgeschwindigkeit nimmt darum das Reflexionsvermögen eines Metalles ab; dies gilt, soweit keine Zusammenstöße erfolgen. Mit wachsender Zahl der Zusammenstöße nimmt das Reflexionsvermögen ebenfalls zu; jene wächst aber, wenn die Geschwindigkeit kleiner wird. Diese zwei Faktoren, Größe der Ablenkung und Zahl der Zusammenstöße, beeinflussen also das Reflexionsvermögen eines Metalles in entgegengesetzter Weise bei wachsender Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen. Indes überwiegt bei kleinen Geschwindigkeiten der Einfluß der Zusammenstöße und tritt bei größeren Geschwindigkeiten zurück.

Das Reflexionsvermögen eines Metalles ist demgemäß bei kleiner Kathodenstrahlgeschwindigkeit klein, es nimmt, wenn diese oder die sie erzeugende Spannungsdifferenz von Null ab wächst,

---

[1]) †Starke, W. A. **66**, 49, 1898; Ph. M. (5) **48**, 132, 1899; A. Ph. **3**, 75, 1900; †Seitz, A. Ph. **6**, 1, 1901; Stark, Ph. Z. **3**, 161, 1902.

bis zu einem Maximum zu und dann wieder ab, um einem wenig veränderlichen Werte zuzustreben.

Für nahezu die gleichen Versuchsbedingungen ordnen sich verschiedene Metalle hinsichtlich ihres Reflexionsvermögens bei senkrechter Incidenz in folgender steigender Reihe (nach Starke): Ruß, Aluminium, Zink, Kupfer, Silber, Platin; das Reflexionsvermögen ergab sich in Prozenten für Aluminium zu 28,2, für Kupfer zu 45,5. In der folgenden Reihe (nach Seitz) ist das Reflexionsvermögen von Aluminium als Einheit genommen: Aluminium 1, Eisen 1,51, Zink 1,65, Kupfer 1,74, Silber 2,59, Platin 3,06.

Gegen die kleinmassigen Kathodenstrahlteilchen verhält sich eine reflektierende feste Fläche nicht wie eine massive Wand; jene dringen vielmehr in die mit ihnen verglichen großen Zwischenräume zwischen den Massenteilchen ein. Aus diesem Grunde ist das Reflexionsvermögen eines Metalles bei senkrechter Incidenz unabhängig davon, ob dessen Oberfläche poliert oder rauh ist. Auch ist ohne weiteres verständlich, daß nicht blos die oberste Lage der Massenteilchen, sondern auch tiefere Schichten durch die Öffnungen in den vorhergehenden hindurch Kathodenstrahlen in den Gasraum zurückwerfen.

7. Reflexion in verschiedenen Richtungen.[1])

Fällt ein Kathodenstrahlbündel auf einen festen Körper, z. B. auf ein Metallblatt, so wird ein Teil von ihm reflektiert und zwar nach allen Richtungen. Daß *die Reflexion der Kathodenstrahlen diffus ist,* versteht sich auf Grund unseres Erklärungsprinzipes ohne weiteres.

Die Ebene durch das einfallende Kathodenstrahlbündel und die Normale der reflektierenden Fläche heißt Einfallsebene. Die Verteilung der in dieser Ebene reflektierten Intensität läßt sich mittels folgender Anordnung (nach Seitz) untersuchen.

In Fig. 114 ist K eine Scheibenkathode, D ist ein Metalldiaphragma, es ist zur Erde abgeleitet und dient als Anode, S ist

---

1) Goldstein, W. A. **15**, 246, 1882; E. Wiedemann u. Ebert, Erl. B. 1891, 31; Seguy, C. R. **122**, 134, 1896; Starke, W. A. **66**, 49, 1898; Swinton, Pr. R. S. **64**, 377, 1899; Villard, Soc. franc. de phys. **108**, 6, 1898; I. Ph. **8**, 148, 1899; C. R. **127**, 233, 1898; **130**, 1010, 1900; † Seitz, A. Ph. **6**, 1. 1901.



das reflektierende Metallblättchen, *F* ist ein über ein Galvanometer zur Erde abgeleiteter Auffänger, er ist umhüllt von dem abgeleiteten Faradayschen Käfig *G*, dieser besitzt eine kanalförmige Öffnung δ. Mittels δ wird aus dem diffus reflektierten Strahlenbündel der Anteil in einer bestimmten Richtung ausgeschnitten und dem Auffänger zugeleitet. Dieser wie das Blättchen können um eine vertikale Axe gedreht werden.

Der Winkel zwischen dem einfallenden Kathodenstrahlbündel und dem Einfallslot heißt Einfallswinkel, derjenige

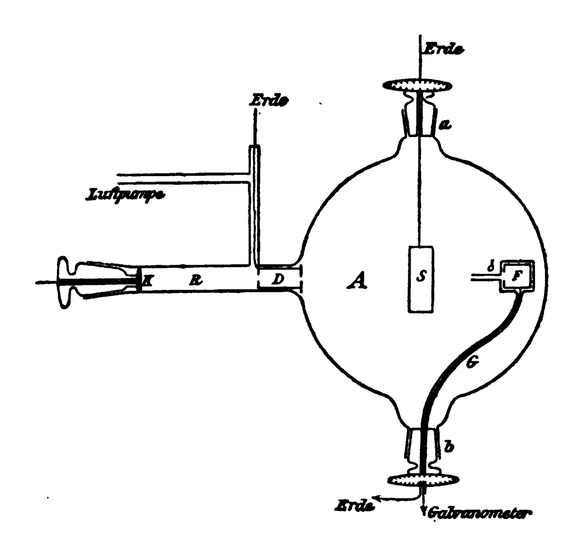


Fig. 114.

zwischen Lot und einer beliebigen Emanationsrichtung heißt Emanationswinkel. Mit Hilfe der beschriebenen Versuchsanordnung wurden folgende Resultate erhalten.

Ist der Einfallswinkel Null, so nimmt die reflektierte Intensität von 20° bis zu 90° Emanationswinkel ab und zwar schneller als dem Cosinus des Winkels entspricht. Geht man für den Einfallswinkel 45° von negativen Emanationswinkeln nach dem Einfallslot und dann weiter von 0° bis 90°, so nimmt die reflektierte Intensität erst bis zu einem Maximum zu und dann wieder ab. Der Winkel zwischen der Einfallsrichtung und dem Reflexionsmaximum ist bei verschiedenen Metallen verschieden, wie die

nachstehenden Figg. 115—118 (nach Seitz, 115 für Zink, 116 für Eisen, 117 für Silber, 118 für Platin) zeigen; in ihnen ist als Abscisse vom Einfallslot 0 nach links und rechts der Emanationswinkel, als Ordinate die reflektierte Intensität angetragen; der Einfallswinkel war 45°.

Aus unserem Prinzip zur Erklärung der Zerstreuung der

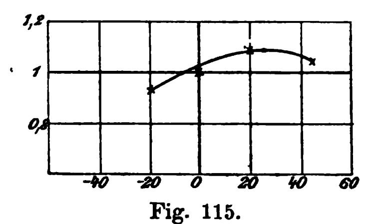


Fig. 115.

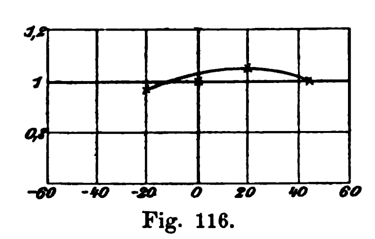


Fig. 116.

Kathodenstrahlen läßt sich folgern, daß *der Winkel zwischen der Einfallsrichtung und dem Reflexionsmaximum um so größer ist, je kleiner die ablenkende Kraft zwischen den Kathodenstrahl-*

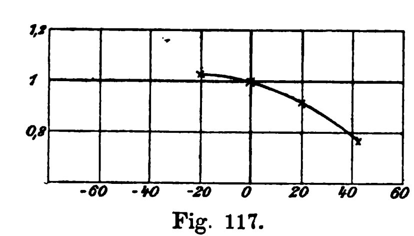


Fig. 117.

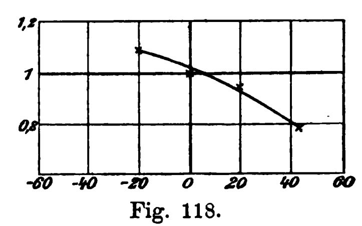


Fig. 118.

und den reflektierenden Massenteilchen ist. Diese Kraft ist demnach, wie die obigen Kurven lehren, bei Platin größer als bei Silber, bei diesem größer als bei Zink.

VI. Die Kanalstrahlen.[1])

1. Ursprung und Eigenschaften.

Wie bereits dargelegt wurde, sind die Kanalstrahlen bewegte positive Ionen. Sie nehmen überall da, wo sie eine große Spannungsdifferenz durchlaufen, eine beträchtliche Ge-

---

† Goldstein, B. B. 1886, 691; W. A. **11**, 832, 1880; W. A. **64**, 38, 1898; V. D. Ph. G. **3**, 204, 1901; Schuster, Pr. R. S. **47**, 557

schwindigkeit an; indes ist diese unter sonst gleichen Umständen mehr denn tausendmal kleiner als diejenige der Kathodenstrahlen, da jene eine viel größere Masse als diese besitzen. Sie können sich demgemäß auch nicht auf so lange Strecken ausbreiten wie die Kathodenstrahlen und entziehen sich leicht der Beobachtung. Die größte Geschwindigkeit und die für die Untersuchung günstigste Entwickelung besitzen sie an einer durchlöcherten Kathode. Aus der negativen Glimmschicht heraus werden positive Ionen durch den dunklen Kathodenraum hindurch getrieben. Auf dem Wege nehmen sie dank des großen Spannungsgefälles eine große Geschwindigkeit an; haben sie darum im Anfang die Richtung auf ein Loch in der Kathode, so folgen sie unmittelbar an der Kathode nicht mehr der Krümmung der Kraftlinien, sondern treten in das Loch ein und auf der Rückseite der Kathode aus in den angrenzenden Gasraum (vergl. S. 135). Hier können sie dann losgetrennt von der erzeugenden Kraft des elektrischen Feldes der Beobachtung unterzogen werden.

Die Kanalstrahlen zeigen im allgemeinen das Verhalten der Kathodenstrahlen; sie unterscheiden sich von ihnen durch das Vorzeichen ihrer Ladung und die Größe ihrer Masse. *Sie führen positive Ladung mit sich und werden durch eine elektrische oder magnetische Kraft in entgegengesetzter Richtung abgelenkt wie Kathodenstrahlen von gleicher Fortpflanzungsrichtung.* Für ihre Ablenkung in einem homogenen transversalen Magnetfeld gilt ebenfalls die Formel

$$y_m = \frac{x^2 \cdot \varepsilon \cdot H}{2 \cdot \mu \cdot v} = \frac{x^2 \cdot H}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu} \cdot \frac{1}{2V}}$$ (vergl. S. 310).

Nun ist die Masse μ mehr denn tausendmal kleiner als bei den Kathodenstrahlen; durchlaufen darum die Kanalstrahlteilchen dieselbe Spannungsdifferenz V frei, nämlich den Kathodenfall, so werden sie von demselben Felde ungefähr 33 mal weniger abgelenkt als die Kathodenstrahlen. Aus diesem Grunde ist die

---

1890; Arnold, W. A. **61**, 325, 1897; Precht, W. A. **61**, 336, 1897; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **62**, 469, 1897; † W. Wien, V. Ph. G. 1897, 165; 1898, 10; W. A. **65**, 445, 1898; A. Ph. **5**, 421 1901; Villard, C. R. **126**, 1564, 1898; E. Wiedemann u. Wehnelt, F. 1898, II, 811; Wehnelt, W. A. **67**, 421, 1899; Ewers, W. A. **69**, 167, 1899.

magnetische Ablenkung der Kanalstrahlen schwer zu beobachten. Die elektrische Ablenkung ist unter sonst gleichen Umständen ebenso groß wie diejenige der Kathodenstrahlen.

Die Kanalstrahlen werden wie die Kathodenstrahlen auf ihrem Wege durch ein Gas diffus zerstreut und erregen dieses dabei zum Leuchten; im Wasserstoff können sie sich unter sonst gleichen Umständen am weitesten ausbreiten. Treffen sie auf einen fluorescenzfähigen Körper, wie Glas, so erregen sie schwache Fluorescenz.

2. Verhältnis von Ladung zur Masse, Geschwindigkeit.

Für die Kanalstrahlen kann man nach denselben Methoden wie für die Kathodenstrahlen das Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\mu}$ bestimmen. Bis jetzt sind indes nur folgende zwei Methoden angewendet worden.

Erstens wurde $\frac{\varepsilon}{\mu}$ durch Messung der elektrischen und magnetischen Ablenkung (y_e und y_m, vergl. S. 323) bestimmt.

Zweitens wurde es aus der magnetischen Ablenkung y_m nach der Formel

$$y_m = \frac{x^2 H}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu} \cdot \frac{1}{2 V_0}}$$

durch Beobachtung von x, H und V_0 gefunden. Um hierbei sekundäre Störungen im Verlauf der Kanalstrahlen infolge der magnetischen Beeinflussung der negativen Glimmschicht auszuschließen, muß man diese und die ganze Stromröhre in eine schützende Eisenhülle bringen, wie die nachstehende Fig. 119 (nach W. Wien) zeigt.

In einer cylindrischen Glasröhre ist A eine scheibenförmige Anode, als Kathode K dient ein eng an der Glaswand liegender zentral durchbohrter Eisencylinder. Außen ist über diesen die kreisförmige Eisenplatte SS geschoben, auf diese ist der dicke kreisförmige Eisenhohlcylinder ZZ gesetzt. Der Beobachtungsraum R, in dem die Kanalstrahlen verlaufen, wird zwischen zwei Magnetpole gebracht.

Bei der Untersuchung der Kanalstrahlen mittels dieser Anordnung ergab sich (nach W. Wien) Folgendes. *Ein Kanalstrahlenbündel wird im Magnetfeld in drei Bündel zerlegt.* Das

erste Bündel wird auf einer Strecke von 7,5 cm in einem Felde von 1500 Einheiten mittlerer Stärke nur um 0,1 cm abgelenkt; seine Strahlen bringen das Gas stark zum Leuchten, dagegen erregen sie hierzu die Glaswand nur wenig; $\frac{\varepsilon}{\mu}$ *ist für sie* $1{,}01 \cdot 10^1$. *Das zweite Bündel wird unter gleichen Umständen um 1 cm abgelenkt, es erregt das Gas wenig, die Glaswand stark zum Leuchten,* $\frac{\varepsilon}{\mu}$ *ist* $1{,}01 \cdot 10^3$. *Das dritte Bündel wird in einem Felde von nur 500 Einheiten mittlerer Stärke um 2 cm abgelenkt, es erregt die Glaswand wenig zum Leuchten, sein* $\frac{\varepsilon}{\mu}$ *ist* $3{,}636 \cdot 10^4$.

Bei dieser Bestimmung wurde in die obige Formel als

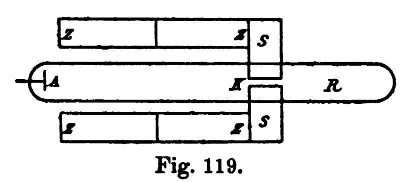


Fig. 119.

erzeugende Spannungsdifferenz die gesamte Elektrodenspannung der Stromröhre eingesetzt; in Wirklichkeit ist aber $V_0 = K$ (K Kathodenfall) zu setzen. Bei Einführung dieser Korrektion ergeben sich die obigen Werte von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ kleiner. Diese sind demnach nur als obere Grenzen der wirklichen Werte zu betrachten. Wir haben also zu setzen:

$$\frac{\varepsilon}{\mu_1} < 1{,}01 \cdot 10^1, \; \frac{\varepsilon}{\mu_2} < 1{,}01 \cdot 10^3, \; \frac{\varepsilon}{\mu_3} < 3{,}636 \cdot 10^4.$$

Nun dürfen wir es als sicher betrachten, daß die Kanalstrahlen dieselbe Ionenladung wie die Kathodenstrahlen und das elektrolytische Wasserstoffatom besitzen. Da $\frac{\varepsilon}{\mu}$ für dieses gleich $9{,}5 \cdot 10^3$ ist, so dürfen wir aus den obigen Werten Folgendes schließen. *Es giebt in verdünnten Gasen positive Ionen, deren Masse von der Größenordnung der chemischen Atome ist; außerdem giebt es positive Ionen, welche eine viel größere Masse besitzen und wahrscheinlich Anhäufungen von mehreren Molekülen um ein positives Atom sind,* oder mit anderen Worten, die Kanalstrahlen sind zum Teil Atom-, zum Teil Molionen.

Sechster Teil.

Kräfte.

Erstes Kapitel.

Energieformen, elektrische Triebkraft.

1. Allgemeines über die Kraft.

Unter Kraft versteht man bei einem Ion wie bei einem neutralen Massenteilchen eine Größe, welche in der Zeit eine Geschwindigkeitsänderung oder „Beschleunigung" hervorbringt. Man setzt die Beschleunigung, multipliziert mit einem Koëffizienten, der Masse des Ions, proportional der Kraft. Demgemäß kann man auf die Bewegung eines Ions die Begriffe und Gesetze der Mechanik anwenden, und so einen Teil der elektrischen Erscheinungen zu einem speziellen Gegenstand der Mechanik machen. Indes kann man auch umgekehrt die elektrischen Erscheinungen als primär betrachten und die Begriffe und Prinzipien der Mechanik elektromagnetisch deuten. Diese Entwickelung bahnt sich gegenwärtig erst an; sie hat sich noch nicht vertieft, verbreitert noch geklärt. Hier sei darum vorderhand noch an der bisherigen mechanischen Auffassung von Kraft, Masse und kinetischer Energie festgehalten.

An den Ionen können dieselben Kräfte angreifen wie an den neutralen Teilchen, beispielsweise die Schwerkraft; es kann dabei das ganze System von elektrischen und neutralen Teilchen eine Verschiebung erfahren und die relative Lage der letzteren zu einander ungeändert bleiben. Derartige Kräfte betrachten wir hier nicht. Wir beschränken uns auf *diejenigen Kräfte, welche zwischen elektrischen und neutralen Teilchen eine Ver-*

schiebung hervorbringen, sei es daß Ionen sich zwischen ruhend gedachten neutralen Molekülen bewegen oder ein Medium in Bezug auf Ionen im Gase verschoben wird.

Eine Kraft auf ein Ion setzt das Vorhandensein einer Energie voraus. Ist eine Energie rings um den Mittelpunkt des Ions gleichmäßig verteilt, so erfährt es in keiner Richtung einen Antrieb. Ändert sich dagegen in einer Richtung räumlich die Größe der Energie oder besitzt die Energie in dieser Richtung ein Gefälle, so erfährt das Ion einen Antrieb, welcher proportional ist dem Energiegefälle; *die an einem Ion angreifende Kraft ist* darum gleichbedeutend *mit einem Energiegefälle.* Wie es verschiedene Energieformen giebt, so auch verschiedene Kräfte.

2. Verwandlung der Energieformen.

Es giebt verschiedene Energieformen. Wir sind uns noch nicht klar über das Wesen der einzelnen Energieformen, auch wissen wir nicht, ob uns alle möglichen Formen bereits bekannt sind, endlich haben wir noch keine sichere Kenntnis über die Beziehung zwischen den einzelnen Formen; vielleicht sind diese nur Spezialfälle einer und derselben Grundform.

Hier kommen für die Gasionen folgende Energieformen in Betracht. Da ist erstens die *kinetische Energie* eines Ions; sie wird gleich dem halben Produkt aus Masse und dem Quadrat der Geschwindigkeit gesetzt. Die *magnetische Energie,* die auf ein Ion zentriert ist, hängt ab von der Geschwindigkeit, der Ladungsgröße und deren Verteilung über die Masse des Ions; bei Geschwindigkeiten kleiner als diejenige des Lichtes kann sie proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit gesetzt werden. Drittens ist auf ein Ion *elektrische Energie* zentriert, insofern als es ein Feld elektrischer Spannung besitzt. Endlich haben wir, wenigstens vorderhand, einem Ion eine *potentielle Feldenergie* oder *Kontaktenergie* zuzuschreiben. Als solche wollen wir die Energie definieren, welche auf Grund der speziellen Art des Ions umgesetzt wird, wenn es ohne Beschleunigung aus einer molekularen Konfiguration in eine andere übergeführt wird, wenn beispielsweise ein Ion aus dem Wirkungsbereich von Metallteilchen in den ausschließlichen Wirkungsbereich von Gasteilchen übergeführt wird.

Befindet sich nun ein Ion in einem Felde kinetischer, magnetischer, elektrischer oder kontaktischer Energie, so greift an ihm, sowie ein Energiegefälle vorhanden ist, eine kinetische, magnetische, elektrische oder kontaktische Kraft an und verschiebt es im Raume. Hierbei findet eine Änderung der am Ion haftenden Energie statt, diese kann aus dem Felde durch Zufuhr vermehrt oder durch Abgabe an das Feld vermindert werden. Gleichzeitig erfolgt in der Regel eine Verwandlung der Energie von einer Form in eine andere. Wir betrachten hier folgende Fälle.

Auf das Ion wirke nur eine einzige Art von Kraft, z. B. die elektrische. Diese sucht dann das Ion im Raume zu verschieben und ihm eine Geschwindigkeit zu erteilen. Das Ion möge indessen in einem Punkte, in welchem die Kraft auf dasselbe wirkt, bereits eine Geschwindigkeit, *„Anfangsgeschwindigkeit“*, besitzen. Es sind dann zwei Fälle möglich. *Die Anfangsgeschwindigkeit kann erstens gleiche Richtung haben wie die durch die Kraft angestrebte „Zuwachsgeschwindigkeit“.* Dann wird die Gesamtgeschwindigkeit durch die Kraft vermehrt; indem das Ion eine Wegstrecke, also eine Differenz der treibenden Energie durchläuft, nimmt seine kinetische Energie zu; die Zunahme ist proportional der frei durchlaufenen Energiedifferenz. *Zweitens kann die Anfangsgeschwindigkeit entgegengesetzt gerichtet sein zur Zuwachsgeschwindigkeit.* Dann wird die Gesamtgeschwindigkeit durch die Kraft vermindert; wenn das Ion entgegen der Kraft einen Weg zurücklegt, nimmt seine kinetische Energie ab; die Abnahme ist proportional der entgegengesetzt frei durchlaufenen Energiedifferenz.

Im Vorstehenden haben wir den Fall betrachtet, daß in einer Richtung nur *eine* Kraft auf ein Ion wirkt. Nunmehr sollen zwei Kräfte in derselben Richtung an einem Ion angreifen; das Ion soll also in dem Felde zweier Energieformen sich befinden. Dann können erstens *die zwei Kräfte in gleicher Richtung auf das Ion wirken.* Dieser Fall führt sich auf die eben besprochenen Fälle zurück; ist die Anfangsgeschwindigkeit entgegengesetzt zur Zuwachsgeschwindigkeit, so nimmt die kinetische Energie des Ions bei der Bewegung ab; ist sie gleichgerichtet, so nimmt sie zu. Zweitens können *die zwei Kräfte entgegengesetzt das Ion anzutreiben suchen.* Sind sie

dann gleich groß, so behält an dem betreffenden Punkte das Ion seine Anfangsgeschwindigkeit unverändert bei. Ist die erste Kraft größer als die zweite und die Anfangsgeschwindigkeit des Ions Null, so wird es in der Richtung der ersten Kraft in Bewegung gesetzt und nimmt kinetische Energie an. Durchläuft es im Felde der ersten Energieform die Energiedifferenz D_1, im Felde der zweiten die Differenz d_2, so ist nunmehr der Zuwachs seiner kinetischen Energie e_k auf der frei durchlaufenen Strecke nicht proportional D_1, sondern es gilt $e_k = \varkappa_1 D_1 - \varkappa_2 d_2$, wo $\varkappa_1$ und $\varkappa_2$ Proportionalitätsfaktoren sind; ein Teil der Energie $(\varkappa_1 D_1)$ der ersten Form ist in Energie $(\varkappa_2 d_2)$ der zweiten Form verwandelt worden.

In den vorstehenden Auseinandersetzungen ist angenommen, daß ein Ion eine Energiedifferenz frei durchläuft, ohne an das umgebende Medium kinetische Energie abzugeben. Dies kann indessen in zweierlei Weise geschehen. *Erstens kann das elektrische Teilchen so schnelle Geschwindigkeitsänderungen erfahren, daß elektromagnetische Ausstrahlung von Energie in den reinen Äther eintritt.* Dieser Fall ist bereits S. 306 erwähnt und wird unten (vergl. Röntgenstrahlen) noch weiter besprochen werden. *Zweitens kann das elektrische Teilchen auf seinem Wege auf andere Teilchen treffen und an diese kinetische Energie durch Stoß abgeben;* die Energieabgabe in diesem Falle entspricht dem, was wir unter *Reibung* verstehen. In beiden Fällen tritt eine *Dämpfung der Bewegung des Ions* ein. *Seine kinetische Energie am Ende einer durchlaufenen Energiedifferenz ist nicht mehr proportional dieser, sondern kleiner.* Zur analytischen Darstellung dieses Vorganges hat man eine *Dämpfungs- oder Widerstandskraft* eingeführt. *Diese ist eine Funktion der Geschwindigkeit, sie ist Null, wenn diese Null ist.*

Wir fassen speziell den Fall der Dämpfung durch Reibung ins Auge. Die Bewegungsgleichung eines Ions in der Richtung x ist $\mu \frac{d^2 x}{d t^2} = \varepsilon \cdot X - f\left(\frac{d x}{d t}\right)$. Hierbei ist X die Kraft auf die Elektrizitätsmenge Eins, f eine Funktion der Geschwindigkeit $\frac{d x}{d t}$. Die einfachste Form dieser Funktion ist $f\left(\frac{d x}{d t}\right) = k \frac{d x}{d t}$, es ist dann die Widerstandskraft proportional der Geschwindigkeit. Dieser Fall ist für die Ableitung des Ohmschen Ge-

setzes angenommen worden, er liegt überall da vor, wo das Ohmsche Gesetz gilt. *Die Widerstandskraft kann indessen noch in anderer Weise von der Geschwindigkeit abhängen, dann gilt auch das Ohmsche Gesetz für die stationäre Strömung der Ionen nicht mehr.* Dieser Fall tritt ein in verdünnten Gasen. Welches aber auch die Art der Dämpfung der Bewegung eines Ions sein mag, ihre Wirkung besteht immer in einer Verminderung der kinetischen Energie des Ions durch Verlust an das umgebende Medium. Und *die maximale kinetische Energie besitzt ein Ion immer am Ende einer frei ohne Dämpfung durchlaufenen Spannungsdifferenz.* Insofern die Dämpfung durch Reibung oder Zusammenstoß mit anderen materiellen Teilchen abhängt von der mittleren freien Weglänge des Ions, ist dessen maximale kinetische Energie in einem Kraftfelde abhängig von der freien Weglänge.

3. Elektrische Triebkraft, elektromotorische Kraft.

Bei allen folgenden Ausführungen über elektrische Triebkraft ist, wo nicht das Gegenteil bemerkt wird, angenommen, daß das Ohmsche Gesetz gilt, daß also bei stationärer Bewegung die Ionengeschwindigkeit proportional der Kraft ist; oder *es sei die fiktive Widerstandskraft proportional der Ionengeschwindigkeit.*

Eine elektrische Strömung besteht in einer geordneten Bewegung von Ionen, welche durch einen Querschnitt in einer Richtung mehr positive als negative Elektrizität führt. *Eine elektrische Triebkraft sei als eine Kraft definiert, welche eine elektrische Strömung erzeugt. Bei der Bewegung der Ionen tritt dann immer die Widerstandskraft in Thätigkeit;* für sich allein kann sie nicht als elektrische Triebkraft auftreten, wohl aber tritt sie immer zu der Wirkung einer elektrischen Triebkraft, sowie Strömung vorhanden ist. *Eine in der elektrischen Strömung wirksame Kraft muß darum als elektrische Triebkraft immer mit Bezug auf die Widerstandskraft definiert werden.* Die Definition der elektrischen Triebkraft gewinnen wir in folgender Weise. In der stationären Ohmschen Strömung gilt für das positive bezw. negative Ion

$$\mu_p \frac{d^2 x_p}{d t^2} = \varepsilon X_p - \frac{\varepsilon}{v_p} \cdot \frac{d x_p}{d t} = 0,$$

$$\mu_n \frac{d^2 x_n}{d t^2} = \varepsilon X_n - \frac{\varepsilon}{v_n} \cdot \frac{d x_n}{d t} = 0.$$

Hierin ist X_p bezw. X_n die Kraft auf die Einheit der positiven bezw. negativen Ladung. Wir setzen nun $\frac{d x_p}{d t} = V_p$, $\frac{d x_n}{d t} = V_n$; V_p bezw. V_n ist die Geschwindigkeit des positiven bezw. negativen Ions. Es wird dann $V_p = v_p \cdot X_p$ bezw. $V_n = v_n \cdot X_n$. Nun ist im Querschnitt Eins

$$
\begin{aligned}
I_p &= n_p \cdot \varepsilon \cdot V_p = n_p \cdot \varepsilon \cdot v_p \cdot X_p, \\
I_n &= n_n \cdot \varepsilon \cdot V_n = n_n \cdot \varepsilon \cdot v_n \cdot X_n, \\
I_g &= I_p + I_n = \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p \cdot X_p + n_n \cdot v_n \cdot X_n).
\end{aligned}
$$

Als elektrische Triebkraft des Gesamtstromes I_g definieren wir nun die Größe X gemäß der Gleichung

$$I_g = \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n) \cdot X.$$

Es ist darum

$$X = \frac{1}{n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n} (n_p \cdot v_p \cdot X_p + n_n \cdot v_n \cdot X_n).$$

Hierin sei X_p immer als positiv angenommen; dann ist die Kraft X_n positiv, wenn sie die negativen Ionen entgegengesetzt zu der Bewegungsrichtung der positiven antreibt; negativ, wenn sie dieselben in gleicher Richtung verschiebt.

Es seien folgende Hauptfälle von elektrischer Triebkraft betrachtet; dabei sei der Einfachheit halber $n_p = n_n$ angenommen. Es ist dann

$$X = \frac{1}{v_p + v_n} (v_p \cdot X_p + v_n \cdot X_n).$$

Die positiven und negativen *Ionen* sollen erstens von ihren zugehörigen Kräften in *entgegengesetzter Richtung* angetrieben werden, es sei also X_n positiv. In diesem Falle resultiert immer eine elektrische Triebkraft, so daß eine elektrische Strömung entstehen kann. Besonders einfach ist der Fall, wenn $X_p = X_n$ ist; dies trifft beispielsweise beim elektrischen Spannungsgefälle $-\frac{d V}{d x}$ zu; dieses, die elektrische Kraft, ist für die positiven Ionen eben so groß wie für die negativen.

Die positiven und die negativen *Ionen* sollen zweitens von ihren zugehörigen Kräften *in gleicher Richtung* angetrieben

werden; es ist dann X_n negativ. In diesem Falle kann die Differenz $v_p \cdot X_p - v_n \cdot X_n$ Null sein; es resultiert dann keine elektrische Triebkraft. Ist $X_p = - X_n$, so ergiebt sich dann eine elektrische Triebkraft, wenn die spez. Ionengeschwindigkeiten v_p und v_n verschieden groß sind. Dies kann beispielsweise bei der Ionendiffusion eintreten.

Die einzelnen Arten von elektrischer Triebkraft sind in den folgenden Abschnitten besprochen. Hier sei noch auf Folgendes hingewiesen. X_p und X_n sind zunächst als einfach angenommen worden; sie können indes die Summen aus mehreren verschiedenen Kraftarten sein. Demgemäß haben wir dann auch die resultierende elektrische Triebkraft als eine Summe aus mehreren Triebkräften aufzufassen. In dem betreffenden Querschnitte sind dann mehrere elektrische Triebkräfte thätig. In dem einfachsten Falle, daß neben dem Spannungsgefälle noch eine andere Triebkraft in dem betreffenden Querschnitte vorhanden ist, zerlegt man zweckmäßig die Triebkraft X in das Spannungsgefälle $-\frac{dV}{dx}$ und die *innere Triebkraft* e_i; man setzt:

$$X = -\left(\frac{dV}{dx} - e_i\right).$$

Mit dem Worte „innere" Triebkraft will man ausdrücken, daß die Kraft aus den speziellen Verhältnissen in dem betreffenden Querschnitte sich ergiebt.

Unter *elektromotorischer Kraft* versteht man das bestimmte Integral $\int_{x_1}^{x_2} X \cdot dx$; es stellt die Energiedifferenz zwischen den Querschnitten x_1 und x_2 bezogen auf die Ladungseinheit dar. *Innere elektromotorische Kraft* E_i heißt das bestimmte Integral über die innere elektrische Triebkraft, $E_i = \int_{x_1}^{x_2} e_i \cdot dx$. Ist $X = -\frac{dV}{dx}$ zwischen x_1 und x_2, so ist die entsprechende elektromotorische Kraft gleich der Spannungsdifferenz $(V_2 - V_1)$.

4. Beziehung zwischen Spannungsgefälle und innerer Triebkraft.

Als elektrische Triebkraft ist im Vorstehenden die Kraft auf die Elektrizitätsmenge Eins definiert, welche positive und negative Ionen so in Bewegung setzt, daß in einem geschlossenen Kreise ein elektrischer Strom entsteht. Als solche Kraft kommt in erster Linie das Spannungsgefälle $\left(-\frac{dV}{dx}\right)$ in Betracht. Diejenigen Triebkräfte, welche in bestimmten Querschnitten aus einer speziellen Beschaffenheit der örtlichen Verhältnisse entspringen, sind innere genannt. Eine solche innere Triebkraft wirkt beispielsweise in der Grenzfläche von Polplatte und Flüssigkeit in einem galvanischen Elemente. Die inneren elektrischen Triebkräfte lassen sich nicht wie das Spannungsgefälle elektrometrisch durch eine unmittelbare Messung ermitteln, da sie keine elektrische Spannung besitzen. Sie treten indes im offenen Stromkreise wie im stationären Strome in eine bestimmte Beziehung zum Spannungsgefälle. Ihre Gegenwart in einem Querschnitte macht den Wert des Spannungsgefälles hier zu einem anderen, als er bei ihrer Abwesenheit bei der gleichen Stromstärke sein würde.

Es bezeichne für einen Querschnitt (Größe Eins) eines stationär durchströmten linearen Leiters I_g die gesamte Stromstärke, λ die spez. Leitfähigkeit, e_i die innere elektrische Triebkraft. Es gelte das Ohmsche Gesetz. Es ist dann

$$I_g = -\lambda \cdot \left(\frac{dV}{dx} - e_i\right).$$

Gemäß dieser Gleichung *darf man nicht allgemein und ausnahmslos die elektrische Triebkraft in einem Querschnitte gleich dem der Beobachtung sich darbietenden Spannungsgefälle setzen;* es ist dies nur dann zulässig, wenn man weiß, daß in dem betrachteten Querschnitte keine innere elektrische Triebkraft vorhanden ist. Folglich ist auch *nicht erlaubt, ausnahmslos die Leitfähigkeit nach der Formel zu berechnen* $\lambda = -I_g \Big/ \frac{dV}{dx}$. Die geschichtete positive Lichtsäule beispielsweise zeigt einen räumlich so variablen Charakter, daß in ihr wahrscheinlich innere elektrische Triebkräfte auftreten. Solange man nicht bestimmt weiß, daß dies nicht der Fall ist, darf man selbst unter An-

nahme der Giltigkeit des Ohmschen Gesetzes für sie die Leitfähigkeit in ihr nicht nach der Formel $\lambda = -I_g \Big/ \frac{dV}{dx}$ berechnen, sondern hat die allgemeine Formel anzuwenden

$$\lambda = -I_g \Big/ \left(\frac{dV}{dx} - e_i\right).$$

Wie weiter aus dem obigen Gesetze zu entnehmen ist, *kann in einem Kreise ein Strom fließen, ohne daß irgendwo ein Spannungsgefälle vorhanden ist.* Es muß aber dann in jedem Querschnitte des Kreises eine innere elektrische Triebkraft vorhanden sein, und diese muß zudem umgekehrt proportional sein der örtlichen Leitfähigkeit. Dieser Fall läßt sich bekanntlich verwirklichen, indem man durch einen gleichmäßig dicken und gleichmäßig beschaffenen Leiterring symmetrisch zu seiner Axe magnetische Kraftlinien hin- und herschießen läßt. Dieser Fall liegt bei dem unten näher besprochenen elektrodenlosen Ringstrome vor.

Über den offenen Stromkreis sagt unsere Gleichung Folgendes aus. Es ist in ihm $I_g = 0$, also $\frac{dV}{dx} - e_i = 0$. Demgemäß ist *im offenen Stromkreise im zeitlich konstanten Zustande in Querschnitten ohne innere elektrische Triebkraft das Spannungsgefälle Null, die Spannung konstant; in Querschnitten mit innerer elektrischer Triebkraft ist die Spannung räumlich variabel, ihr Gefälle entgegengesetzt gleich der inneren Triebkraft.*

Nehmen wir an, die innere elektrische Triebkraft beschränke sich auf den betrachteten Querschnitt, nicht weiter nach rechts und links; sie sei also flächenhaft. Dann steigt die elektrische Spannung in dem Querschnitte von links nach rechts von dem Werte V_l auf den Wert V_r, wenn e_i für positive Ionen von links nach rechts gerichtet ist. Für die linke Seite berechnet sich eine flächenhafte freie negative elektrische Ladung (Dichte σ) nach der Gleichung $\left(\frac{dV}{dx}\right)_{lr} = -4\pi\sigma$, für die rechte eine positive elektrische Dichte aus der Gleichung $\left(\frac{dV}{dx}\right)_{rl} = -4\pi\sigma$, wobei $\left(\frac{dV}{dx}\right)_{lr}$ positiv, $\left(\frac{dV}{dx}\right)_{rl}$ negativ ist. *Die flächenhafte innere elektrische Triebkraft wird also im offenen Kreise durch das Spannungs-*

gefälle in einer elektrischen Doppelschicht kompensiert. Ähnlich läßt sich zeigen, daß *die räumliche innere elektrische Triebkraft im offenen Kreise durch das Spannungsgefälle einer räumlichen inneren positiven und negativen Ladung kompensiert wird.*

Nicht enthalten in unserer Gleichung, aber ohne weiteres verständlich ist Folgendes. Wir betrachten nicht den stationären Zustand im offenen Kreise, sondern den Vorgang von dem plötzlichen Auftreten einer inneren elektrischen Triebkraft bis zum Eintritt des stationären Zustandes. Die innere Triebkraft sei für die positiven Ionen von links nach rechts gerichtet. Sowie sie zu wirken beginnt, treibt sie positive Ionen nach rechts, negative nach links. Da der Kreis offen ist, so können die Ionen nicht abfließen, es häufen sich vielmehr auf der rechten Seite von dem Querschnitte mit der inneren Triebkraft positive Ionen an, auf der linken negative. Die Folge davon ist, daß rechts und links elektrische Spannung entsteht, hier negative, dort positive, und daß das elektrische Spannungsgefälle die Ionen entgegen der inneren Triebkraft wieder zurückzutreiben sucht. Solange indes die innere Triebkraft größer ist als das Spannungsgefälle, fährt sie fort, die elektrischen Ladungen rechts und links von ihrem Querschnitt zu steigern. Der stationäre Zustand tritt ein, wenn das gleichzeitig anwachsende Spannungsgefälle entgegengesetzt gleich der inneren elektrischen Triebkraft geworden ist. *Eine innere elektrische Triebkraft bringt* demgemäß *in den Polen ihrer Richtung positive und negative elektrische Ladung und damit eine Differenz elektrischer Spannung hervor.*

Das Vorstehende gilt zunächst für den offenen Stromkreis, es gilt aber offenbar auch für den geschlossenen, also für den Fall, daß die elektrischen Ladungen rechts und links vom Sitz der inneren Tiebkraft beständig abströmen und sich gegenseitig neutralisieren können. Es kann dann eben die positive Ladung rechts und die negative links und das entsprechende Spannungsgefälle nicht so weit anwachsen, daß die innere Triebkraft ganz kompensiert wird. Der Betrag, bis zu welchem in diesem Falle im geschlossenen Stromkreis das Spannungsgefälle am Ort der Triebkraft und der Spannungsunterschied zwischen rechts und links wächst, hängt ab von der Stärke der Strömung der abfließenden Ionen oder von der gesamten

Stromstärke. Je grösser diese ist, desto kleiner ist jener Betrag; die Stromstärke aber hängt wieder ab von den Verhältnissen des ganzen Stromkreises. Demgemäß *bringt auch in dem geschlossenen stationär durchströmten Kreise die innere Triebkraft in den Polen ihrer Richtung entgegengesetzte innere Ladungen und einen Spannungsunterschied hervor; sie ersetzt beständig neu, was an elektrischer Ladung im Strome abfließt.*

Nach diesen Auseinandersetzungen sei nunmehr das oben gegebene Ohmsche Differentialgesetz für den stationär durchflossenen Stromkreis besprochen. Der stationäre Strom hat zur Voraussetzung, daß in einem seiner Querschnitte eine innere

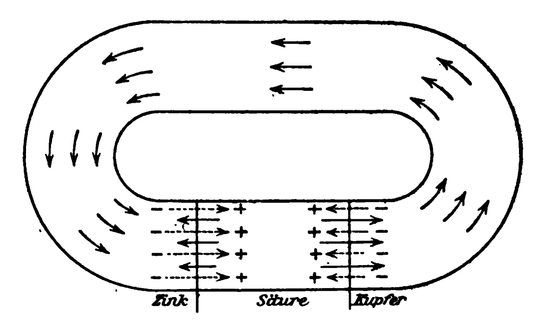


Fig. 120.

elektrische Triebkraft sitzt; diese hat dann auf die positiven Ionen die Richtung, die wir als die Richtung des elektrischen Gesamtstromes bezeichnen. In jenem Querschnitt hat dann das Spannungsgefälle als Kraft auf die positiven Ionen die entgegengesetzte Richtung; es ist positiv in der Stromrichtung. In denjenigen Querschnitten, in denen keine innere elektrische Triebkraft vorhanden ist, ist das Spannungsgefälle die einzige Triebkraft, hier ist es überall negativ. Sind außer dem als Sitz der eigentlichen Stromquelle eben betrachteten Querschnitt mit einer Ausschlag gebenden inneren Triebkraft noch andere Querschnitte mit kleineren inneren Triebkräften vorhanden, so sind zwei Fälle möglich. Erstens können diese die gleiche Richtung wie der Strom haben, der von außen her durch ihre Querschnitte geleitet wird; dann ist an ihrem Orte das Spannungsgefälle zwar negativ in der Stromrichtung aber kleiner

als ohne innere Triebkraft, und es entsteht eine innere Ladung, deren Pole gleiches Vorzeichen mit der inneren Triebkraft haben. Zweitens können die inneren Triebkräfte entgegengesetzt zur Stromrichtung sein. Dann ist das Spannungsgefälle ebenfalls wieder negativ in der Stromrichtung, aber zur Kompensation der entgegengesetzt wirkenden inneren Triebkraft ist es um einen Betrag vergrößert, welcher gleich dieser ist. Die entsprechende kompensierende innere Ladung am Orte der inneren Triebkraft ist ebenso groß wie im offenen Kreise. Die vorstehende Fig. 120 zeigt für den Fall des galvanischen Elementes (Zink, Säure, Kupfer) die räumliche Verteilung des Spannungsgefälles. Dieses und die inneren Triebkräfte sind mit Bezug auf die positiven Ionen nach Richtung und Größe durch Pfeile angegeben (jenes ausgezogen, diese punktiert).

Wie man aus der vorstehenden Zeichnung ersieht, *hat das Spannungsgefälle zwar längs des größten Teiles des Stromkreises dieselbe Richtung, vor und hinter dem Querschnitt der stromerzeugenden inneren Triebkraft wird es indes Null und in diesem selbst hat es die entgegengesetzte Richtung.* Wer lediglich mit der Formel $I_g = -\lambda \frac{dV}{dx}$ allgemein arbeitet, für den ist eine Umkehr der Richtung des Spannungsgefälles längs eines stationären Stromes etwas Unmögliches.

Zweites Kapitel.

Elektrische Kraft.

1. Die elektrische Kraft als elektrische Triebkraft, Ladungen.

Herrscht in einem Punkte die elektrische Spannung V, so ist die elektrische Kraft in der Richtung x an dem Punkte gleich dem Spannungsgefälle $-\frac{dV}{dx}$. Die an dem positiven Ion angreifende Kraft ist gleich $-\varepsilon \cdot \frac{dV}{dx}$, die an dem negativen angreifende gleich $\varepsilon \cdot \frac{dV}{dx}$. *Durch die elektrische Kraft*

werden also die positiven und negativen Ionen zwar gleich stark, aber in entgegengesetzter Richtung angetrieben.

Auch ohne daß ein Gas ionisiert ist, kann in ihm ein Spannungsgefälle vorhanden sein. Dieser Fall ist Gegenstand der Elektrostatik; wir beschränken uns auf den Fall, daß Ionen in dem Gase vorhanden sind. In einem Punkte eines ionisierten Gases kann die elektrische Kraft zweierlei Ursprung haben. Immer wird sie erzeugt von elektrischen Ladungen, diese aber können erstens außerhalb der betrachteten Stelle liegen, zweitens können sie zum Teil in dieser selbst liegen. Im letzten Falle spricht man von inneren Ladungen.

Ist in einem Punkte eines ionisierten Gases eine innere Ladung vorhanden, so ist dort die positive Ionisation verschieden von der negativen; das Vorzeichen der Ladung ist gleich demjenigen der Differenz $n_p - n_n$. Die innere Ladung kann entweder in drei Dimensionen, also im Raume verteilt, oder nur in einer Fläche angeordnet sein. Im ersten Falle heißt sie *räumlich;* ihre Dichte ist $\varrho = (n_p - n_n) \cdot \varepsilon$; im zweiten Falle heißt sie *flächenhaft.* Räumliche innere Ladungen treten in der Regel im Innern eines Gases auf, flächenhafte an der Grenzfläche gegen einen nicht gasförmigen Körper.

Sind in einem Raumteil eines Gases gleichviele positive und negative Ionen vorhanden, so ist der Antrieb, den ein von außen her in ihm erzeugtes Spannungsgefälle hervorbringt, für die positiven und negativen Ionen entgegengesetzt gleich groß, ebenso deshalb der Impuls, welchen die bewegten Ionen auf die neutrale Gasmasse ausüben. Diese bleibt darum in diesem Falle ruhig liegen, in ihrem Innern freilich strömen in entgegengesetzten Richtungen die positiven und negativen Ionen. Anders ist es, wenn in dem Gase eine innere Ladung vorhanden ist. In diesem Falle ist die Kraft auf die eine Ionenart größer als auf die andere; demgemäß üben die Ionen des einen Zeichens bei ihrer Bewegung durch die neutrale Gasmasse einen größeren Antrieb auf diese aus als die Ionen entgegengesetzten Zeichens. Darum wird die ganze neutrale Gasmasse in der gleichen Richtung wie die zahlreicher vorhandenen Ionen in Bewegung gesetzt von der elektrischen Kraft. Bemerkt sei hierzu, daß die Geschwindigkeit der neutralen Gasmasse hierbei immer kleiner ist als diejenige der gleichsinnig bewegten Ionen und

zwar um so kleiner, je kleiner die Reibung zwischen den Ionen und der neutralen Gasmasse, also je kleiner der Gasdruck ist.

Das Vorstehende gilt für innere räumliche Ladungen. Ist die Ladung des Gases flächenhaft, liegt also an der Grenzfläche gegen einen nicht gasförmigen Körper eine Schicht von Gasionen von überwiegend positivem oder negativem Vorzeichen, so wird der Körper zusammen mit der an ihm haftenden Ladungsschicht von der elektrischen Kraft in Bewegung gesetzt. Sowohl eine räumliche wie eine flächenhafte Ladung eines Gases hat demnach im elektrischen Felde Bewegungen von Körpern oder ponderomotorische Wirkungen zur Folge. Eine Schicht von Gasionen haftet an der Oberfläche eines festen Körpers schon allein infolge der elektrischen Kraft zwischen dieser und jenen, auch ohne daß eine besondere Kontaktkraft (vergl. unten) ins Spiel tritt. Im Nachstehenden ist als Ursache des Haftens einer Gasionenschicht an éiner festen Wand immer die elektrische Kraft angenommen.

2. Quinckesche Rotation.[1])

Ist ein schlecht leitender Körper rings von einem ionisierten durchströmten Gase umgeben, so nimmt er als eine begrenzende Wand eine elektrische Ladung an seiner Oberfläche an. Auf der Seite (Fig. 121), welcher der Kathode zugewandt ist, setzt sich eine Schicht von negativen Gasionen an, auf der entgegengesetzten Seite eine Schicht von positiven Ionen. Die im Körper selbst entstehende Schicht positiver Ionen auf der Kathodenseite ist schwächer als die in der gleichen Zeit entstehende negative Gasionenschicht, wenn die Leitfähigkeit des Gases größer ist als diejenige des Körpers. Die Summe aus den Dichten in der Gas- und der Körperionenschicht hat dann das Vorzeichen der Gasionen. Es übt

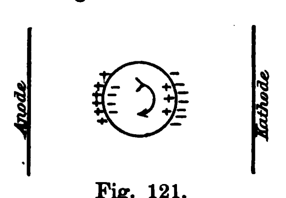


Fig. 121.

[1]) Gossart u. Chevalier, C. R. 122, 316, 1896; Rydberg, C. R. 122, 715, 1896; Fontana u. Umani, C. R. 122, 840, 1896; Myschkin, F. 1899, II, 790; †Heydweiller, W. A. 69, 531, 1899; Graetz, A. Ph. 1, 648, 1900.

darum unter der gemachten Voraussetzung die Kathode wie die Anode eine Abstoßung auf die ihr zugewandte Körperseite aus. Kann sich der Körper um eine Axe drehen, so gerät er infolge jener Abstoßung in Rotation, in der einen oder anderen Richtung, je nachdem er durch irgend eine sekundäre Wirkung einen kleinen Antrieb hierhin oder dorthin erhalten hat, und solange er nicht durch andere Kräfte gehemmt wird, verharrt er in Rotation, da sich die den Elektroden zugewandten Ladungsschichten beständig neu bilden und zwar in derselben Zeit eine stärkere Gasionen- als Körperionenschicht. Diese Rotation (von Quincke für schlecht leitende Flüssigkeiten gefunden) eines Körpers in einem ionisierten durchströmten Gase tritt nur dann ein, wenn, wie vorausgesetzt, die Leitfähigkeit des Gases größer ist als diejenige des Körpers. Ist das Umgekehrte der Fall, so überwiegt die Ladungsschicht der Körperionen und es tritt dann Anziehung ein zwischen den Elektroden und den ihnen zugewandten Körperseiten. Diese Anziehung dämpft dann umgekehrt eine durch einen äußeren Antrieb eingeleitete Rotation des gutleitenden Körpers in dem schlechter leitenden Gase.

3. Wandladungen und ponderomotorische Wirkungen durch Kathodenstrahlen.[1])

Ein anderer Fall von Wandladungen in Gasen wird durch die Kathodenstrahlen gegeben. Diese führen ja negative Ladung mit sich, dringen sie darum in einen festen Körper beim Auftreffen zum Teil ein, so nimmt dieser eine negative Ladung an. Wird diese von den Kathodenstrahlen zugeführte negative Elektrizität nicht abgeleitet, so entsteht eine negative Wandladung. Die Ableitung kann entweder von außen durch leitende Verbindung mit der Erde erfolgen oder von innen durch das

---

[1]) Crookes, Ph. M. (5) **7**, 57, 1879; Cross, Bbl. **5**, 546, 1881; Pului, Strahl. Elektrodenmat., Wien 1883; Hittorf, W. A. **21**, 127, 1884; Goldhammer, Bbl. **9**, 468, 1885; Villari, N. C. **11**, 438, 1900; Nipher, Ph. M. (5) **42**, 123, 1897; Sandrucci, N. C. (4) **6**, 322, 1897; Moore, Am. J. Sc. (4) **6**, 21, 1898; †Riecke, W. A. **66**, 954, 1898; **69**, 788, 1899; Gött. Nachr. 1899, 225; Neesen, V. D. Ph. G. **1**, 69, 1899; Rend. Linc. **8**, 108, 1899; Stark, A. Ph. **1**, 430, 1900; Starke, A. Ph. **3**, 101, 1900.

ionisierte durchstrahlte Gas, welches die getroffene Wand umgiebt. Ist der bestrahlte Körper ein sehr schlechter Leiter, z. B. Glas, so ist die äußere Ableitung nicht möglich. Die innere Ableitung durch das Gas ist um so besser, je stärker das durchstrahlte Gas ionisiert ist. So leitet der dunkle Kathodenraum sehr schlecht, die negative Glimmschicht sehr gut ab. Unter sonst gleichen Umständen läßt ein Gas eine um so größere Wandladung durch Kathodenstrahlen zu, je niedriger der Druck ist, da es dann um so weniger ionisiert wird.

Die von Kathodenstrahlen hervorgebrachten Wandladungen kann man dadurch sichtbar machen, daß man die Stromröhre an der von Kathodenstrahlen getroffenen Stellen mit Schwefel-Mennigepulver in der bekannten Weise bestäubt.

Die durch die Kathodenstrahlen hervorgebrachten Wandladungen beeinflussen einmal den Verlauf der elektrischen Strömung, zweitens bringen sie mancherlei ponderomotorische Wirkungen hervor. Über den Einfluß auf die elektrische Strömung sei Folgendes mitgeteilt. Haben einmal Kathodenstrahlen einer nicht abgeleiteten Wand negative Ladung und Spannung erteilt, so erfahren die nachfolgenden Strahlen durch das Feld der Wandladung eine Geschwindigkeitsänderung, sie werden verzögert oder abgelenkt. So entstehen an der Kathode starke Wandladungen, wenn einmal ein Teil des wenig ionisierten, schlecht ableitenden Dunkelraumes die gegenüberliegende Glaswand erreicht hat. Darum nimmt dann die Intensität der die negativ geladene Glaswand treffenden Kathodenstrahlen fast bis zu Null ab; die von der negativen Glimmschicht berührten gut abgeleiteten Teile der Glaswand fluorescieren hell unter dem Stoß der auftreffenden Kathodenstrahlen, die vom Dunkelraum berührten Teile fluorescieren viel schwächer.

Zwischen einer durch Kathodenstrahlen stark negativ geladenen Wand und der Kathode findet elektrische Abstoßung statt. Ist die Kathode beweglich, so wird sie von der ihr zunächst liegenden negativen Wandladung zurückgestoßen. Ist hierbei die Strömung intermittierend, so gerät die Kathode in Schwingungen in gleichem Tempo mit den Pulsationen des Glimmstromes. Auf Grund dieser mechanischen Schwingungen sendet unter Umständen eine locker befestigte Kathode einen

Ton aus von derselben Höhe, wie ihn ein im Stromkreis liegendes Telephon hören läßt. Die hierbei auftretenden Pulsationen der Wandladungen kann man auf ein Stanniolblatt übertragen, das außen um den Teil der Glasröhre gelegt wird, welcher die Kathode umgiebt. Die Abstoßung zwischen der Kathode und einer negativen Wandladung läßt sich besonders gut mit dem sogenannten *elektrischen Radiometer* zeigen (Fig. 122). Es ist wie ein gewöhnliches Radiometer eingerichtet; nur bestehen seine Flügel aus Aluminium mit zentraler metallischer Zuleitung; ihre eine Seite ist mit Glimmer bedeckt, die andere ist frei und dient als Kathode. Solange der dunkle Kathodenraum nicht die Glaswand erreicht, dreht sich bei kleiner Stromstärke das Radiometer nur langsam entgegengesetzt zur Richtung der Kathodenstrahlen; sowie indes ein Teil des Dunkelraumes die Glaswand erreicht, lädt sich die von ihm berührte Stelle der Glaswand stark negativ, stößt den Radiometerflügel zurück, entlädt sich aber wieder, sowie beim Zurückweichen von diesem an die Stelle des Dunkelraumes die gut ionisierte negative Glimmschicht tritt. Dieser Vorgang vollzieht sich in rascher Folge an den aufeinanderfolgenden Stellen der Glaswand, wenn sie der rotierende Radiometerflügel erst mit seinem Dunkelraum, dann mit seiner Glimmschicht bestreicht.

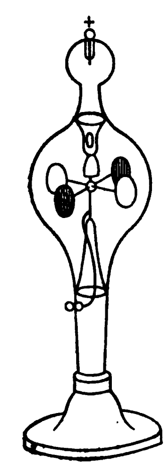


Fig. 122.

Statt der Kathode kann man auch einen ihr gegenüberliegenden von Kathodenstrahlen getroffenen Körper beweglich machen. Man kann wie die Fig. 123 (nach Crookes) zeigt, auf zwei Schienen ein Rädchen beweglich anordnen. Fallen dann im stark verdünnten Gase von einer der zwei Elektroden Kathodenstrahlen auf die oberen Flügel des Rädchens, so rollt es von ihr weg infolge der Abstoßung zwischen der negativen Ladung der oberen Flügel und der Kathode.

Die vorstehenden, in mannigfacher Weise variierbaren mechanischen Bewegungen sind, wie es hier geschehen ist, in erster Linie auf die elektrische Abstoßung zwischen einer Wandladung durch Kathodenstrahlen und der Kathode zurückzuführen. Diese Ursache ist die ausschlaggebende; neben ihr

kommt als gleichsinnig wirkende Ursache die thermische Radiometerwirkung in Betracht. Diejenige Fläche eines beweglichen Flügels, welche Kathodenstrahlen aussendet oder von ihnen getroffen wird, erwärmt sich stärker als die nicht so beeinflußte Rückfläche; wie beim thermischen Radiometer weicht dann der Flügel vor der erwärmten Seite zurück. Diese Wirkung ist in der That beim elektrischen Radiometer vorhanden. Macht

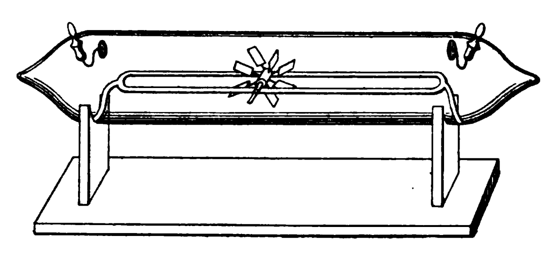


Fig. 123.

man nämlich seine Flügel eine Zeit lang zur Kathode und hindert dabei seine Rotation, so setzt es sich nach Unterbrechung des Stromes in Rotation, sowie man das Hindernis beseitigt. Man könnte als dritte Ursache der beschriebenen Rotationen die mechanische Wirkung des Stoßes der Kathoden- oder Kanalstrahlen nennen. Indes ist diese so klein, daß sie noch nicht sicher gemessen werden konnte und neben der elektrischen und thermischen Wirkung nicht in Betracht kommen kann.

4. Wandladungen durch Spitzen- und Büschelstrom, elektrische Figuren.[1])

Wie schon mehrmals dargelegt wurde, strömen von der Entladeelektrode des Spitzen- und Büschelstromes Ionen gleichen Vorzeichens weg; in einigem Abstand von der Elektrode überwiegen dann die Ionen des gleichen Zeichens weitaus an Zahl die Ionen

[1]) Lichtenbergsche Fig.: Lichtenberg, Comment. Gött. 8, Phys. 168, 1777; Rieß, P. A. **69**, 6, 1846; Reibungsel. **2**, 213, 1853; Böttger, P. A. **98**, 170, 1856; Reitlinger, W. B. **41**, 358, 1860; **43**, 531, 1861; Blake, Am. J. Sc. (2) **49**, 289, 1870; † v. Bezold, P. A. **140**, 145, 1870; **144**, 341, 528, 1871; W. A. **11**, 787, 1880; Lommel, P. A. Ergbd. **8**, 506, 1878; Mach u. Doubrava, W. A. **9**, 64, 1880; Holtz, W. A. **11**, 719, 1880; Reitlinger u. Wächter, W. A. **14**, 594, 1881; Villari,

entgegengesetzten Vorzeichens; es ist dann hier eine innere Ladung vorhanden. Taucht man darum in den Spitzen- oder Büschelstrom einen nicht abgeleiteten Körper, so nimmt dieser eine Oberflächen- oder Wandladung an, welche das gleiche Vorzeichen hat wie die Entladeelektrode.

Ist der Körper, auf den Linien des Spitzen- oder Büschelstromes treffen, ein Leiter, so verteilt sich die an ihn abgegebene Ladung über seine ganze Oberfläche. Ist er dagegen ein Isolator, so bleibt die von den Stromlinien auf seine Oberfläche geführte Ladung an den Stellen haften, wo sie abgegeben wurde. Die Verteilung der so an eine isolierende Wand abgegebenen Ladung stimmt dann überein mit der Verteilung der Linien des Spitzen- oder Büschelstromes, welche die Wand berührten.

Die auf die vorstehende Weise an einem Isolator erzeugte Schicht von Gasionen wird an der Wand durch die elektrische Kraft festgehalten. Man kann sie sichtbar machen, indem man auf die Wand ein Gemisch von Mennige und Schwefelpulver durch Leinen hindurch streut. Die negativen Schwefelteilchen werden dann von den positiv geladenen Stellen festgehalten, die positiven Mennigeteilchen von den negativen Stellen. Bläst man gegen die Wand, so bleiben die gelben Schwefelteilchen an den positiven Stellen liegen und zeigen die Verteilung einer positiven Wandladung, die liegenbleibenden roten Mennigeteilchen geben ein Bild von der negativen Wandladung.

Läßt man so aus einer feinen Spitze gegen eine ihr genäherte isolierende Wand für kurze Zeit einen Spitzenstrom übergehen, so erhält man auf dieser mittels des Schwefel-Mennige-Pulvers eine kreisförmige Ladungsfigur oder wenigstens rundliche Flecken; war die Spitze positiv, einen Schwefelflecken; war sie negativ, einen Mennigeflecken. Verwendet man statt

---

Mem. Bol. **4**, 121, 1881; Antolik, W. A. **15**, 75, 1882; Zeitschr. f. Unterricht. **5**, 5, 1891; Righi, Mem. Bol. **3**, 291, 1882; **12**, 192, 209, 1883; Lehmann, W. A. **22**, 343, 1884; H. Overbeck, F. 1894, II, 546; S. P. Thompson, Pr. R. S. **58**, 214, 1895; Sommer, F. 1896, II, 442; Knoblauch, A. Ph. **6**, 353, 1901. Kundtsche Fig.: Kundt, P. A. **136**, 612, 1862; Karras, P. A. **140**, 160, 1870; Schneebeli, Arch. Gen. (2) **46**, 269, 1872; Röntgen, P. A. **151**, 226, 1874; Ewald, J. Ph. **5**, 256, 1876.

der Spitze eine geladene kleine Kugel und nähert diese der Wand, bis Selbstentladung gegen diese eintritt, so erhält man einen oder mehrere runde rote Ladungsflecke (negative Lichtenbergsche Figur), wenn die Kugel negativ war. Es hat nämlich auch in diesem Falle ein kurz dauernder Spitzenstrom, ausgehend von einem oder mehreren Punkten, zwischen Kugel und isolierender Wand sich hergestellt. Ist dagegen die Kugel positiv, so erhält man auf der isolierenden Wand eine sternförmige gelbe, positive Figur, in welcher von der Mitte nach allen Seiten verästelte Strahlen ausgehen (positive Lichtenbergsche Figur). Diese wird erzeugt durch einen positiven Büschelstrom; die Verästelung von dessen Büschel bildet sich in der Ladung auf der isolierenden Wand ab. Wie bei negativer Ladung der Kugel kommt nämlich auch bei positiver zunächst ein Spitzenstrom zustande. Indes ist die Anfangsspannung des positiven Spitzenstromes an der Kugel viel größer als diejenige des negativen. Die Ladung der positiven Kugel wird darum größer als diejenige der negativen, ehe Selbstentladung eintritt. Sowie aber diese einmal erfolgt, verwandelt sich der positive Spitzenstrom rasch in einen Büschelstrom, da an seiner Elektrode eine große Elektrizitätsmenge angehäuft ist, dank der höheren Anfangsspannung.

Macht man die Differenz der positiven und negativen Anfangsspannung kleiner, so erhält man auch eine fleckenhafte positive Figur, z. B. mit einer Spitze. Dasselbe erreicht man, wenn man die Kugel statt aus Metall aus Holz macht; dieses ist nämlich ein schlechter Leiter, läßt darum, sowie einmal an einer Stelle der positive Spitzenstrom eingesetzt hat, zu ihr nur langsam Elektrizität nachströmen; der Spitzenstrom kann sich deshalb nicht in den stärkeren Büschelstrom verwandeln. Die sich ergebende positive Ladungsfigur ist aus diesem Grunde fleckenhaft, nicht sternförmig.

Läßt man einen Spitzenstrom nach einer Metallplatte gehen, die mit Staubkörnern aus isolierendem Material bedeckt ist, so laden sich diese, soweit sie von Stromlinien getroffen werden, mit Gasionen, die von der Spitze herkommen. Infolge dieser Ladung werden dann die Staubkörner von der leitenden Platte angezogen und festgehalten; bläst man gegen diese, so bleiben sie liegen, soweit sie im Stromquerschnitt sich be-

fanden. Dieser ist in der Regel kreisförmig; man erhält darum eine kreisförmige Staubfigur (Kundtsche Figur).

5. Innere Ladungen im Spitzen- und Büschelstrome.[1]

Der elektrische Wind. — Im Spitzen- und Büschelstrome überwiegt in einigem Abstand von der Entladeelektrode im Gase weitaus die eine Ionenart; es besitzt darum hier das durchströmte Gasvolumen eine innere Ladung, welche das gleiche Vorzeichen wie die Entladeelektrode hat. Mit den von dieser wegströmenden Ionen wird deshalb auch die ganze neutrale Gasmasse in Bewegung gesetzt; es geht von der Spitze eine Gasströmung, der elektrische Wind, aus. Dieser unterscheidet sich von dem auf mechanischem Wege erzeugten Winde dadurch, daß er eine elektrische Ladung mit sich führt, von der in seinem Innern sitzenden elektrischen Kraft fortgesetzt angetrieben wird und darum angenähert den elektrischen Kraftlinien folgt. Aus diesem Grunde kann er nicht durch gewöhnlichen Wind aus seiner Richtung abgelenkt werden, sondern setzt sich durch diesen hindurch fort. Ein bekannter Versuch zum Nachweis des elektrischen Windes besteht darin, daß man ihn gegen eine isolierte Flamme blasen läßt.

Das elektrische Flugrad. — Da die beim Spitzen- oder Büschelstrome entstehende innere elektrische Ladung gleiches Vorzeichen wie die Entladeelektrode hat, so tritt zwischen dieser und jener durch das nicht ionisierte Gas hindurch Abstoßung ein. Ist darum die Entladeelektrode beweglich, so weicht sie vor der aus ihr strömenden Ladung zurück. Hierauf beruht die Wirkung des bekannten elektrischen Flugrades.

---

[1]) Wind: Beccaria (1771); Cuthbertson (1786); Faraday, Experimentalunters. § 1434, 1440; A. Töpler, P. A. **134,** 215, 1868; Holtz, W. A. **11,** 716, 1880; Fodor (1884); v. Obermayer u. v. Pichler, W. B. **93,** 408, 1886; Piltchikoff, C. R. **118,** 631, 1894; Chattock, Ph. M. (5) **48,** 40, 1899; Chattock, Walker u. Dixon, Ph. M. (6) **1,** 79, 1901. Flugrad: Hamilton, Ph. Tr. **51,** 905, 1760; Kinnerley, Ph. Tr. **51,** 86, 1762; August, P. A. **81,** 315, 1850; Rieß, P. A. **89,** 164, 1853; Tomlinson, Ph. M. (4) **27,** 209, 1864; Melde, Zeitschr. f. Instrum. **1,** 76, 1881; Kaempfer, W. A. **20,** 601, 1883; Bichat, F. 1886, II, 530; Oosting, Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterr. **9,** 84, 1896.

6. Innere Ladungen im Glimmstrom.[1])

Da der Glimmstrom gewöhnlich in einem geschlossenen Gefäß bei niedrigem Druck verläuft, so ist der Nachweis innerer Ladungen durch Absaugen der geladenen Gaspartie erschwert. Wir haben indessen Grund anzunehmen, daß auch in ihm innere Ladungen auftreten.

Von vornherein ist zu erwarten, daß die negative Glimmschicht eine innere Ladung besitzt; denn in diese tragen die von der Kathode herkommenden Kathodenstrahlen negative Ladung, und wie diese einem festen Körper negative Ladung erteilen, wenn sie in ihm zum Stillstand kommen, so führen sie auch einem Gase Ladung zu, wenn sie zum Teil von diesem absorbiert werden. Und dies geschieht in der negativen Glimmschicht. Freilich kann in dieser die räumliche innere Ladung keinen hohen Wert annehmen, weil hier das stark ionisierte Gas gut ableitet. Daß sie aber nichtsdestoweniger vorhanden ist, müssen wir aus folgenden Beobachtungen entnehmen.

Erzeugt man mit hochfrequenter Wechselspannung in einem Gase einen Glimmstrom, so nimmt mit sinkendem Gasdruck die Elektrodenspannung erst ab, bei einem bestimmten Gasdruck, dem „Umkehrdruck", ist sie am kleinsten und nimmt dann wieder zu. Der Umkehrdruck ist dann erreicht, wenn die negative Glimmschicht bis zur Mitte der Stromröhre vorgedrungen ist, wenn sich also die unserem Auge gleichzeitig vorhanden erscheinenden von den zwei Elektroden ausgehenden Glimmschichten zu berühren beginnen. Die negative Glimmschicht besitzt nämlich eine innere negative Ladung. Diese verschwindet nicht sofort beim Erlöschen des Stromes in der einen Richtung, sondern hält sich für kurze Zeit zum kleineren Teil im Gase, zum größeren Teil begiebt sie sich an die Gefäßwand. Solange diese innere Ladung auf die eine Rohrhälfte beschränkt bleibt, erschwert sie unmittelbar nach der Spannungsumkehr nicht das Eintreten der Entladung an der nunmehr zur Kathode werdenden anderen Elektrode. Überschreitet sie aber bei sinkendem Druck die Mitte des Stromgefäßes, so erhöht die von der einen Elektrode ausgehende negative

[1]) Ebert, W. A. **69**, 372, 1899.

Glimmschichtladung die Anfangsspannung der Selbstentladung an der beim Polwechsel zur Kathode werdenden anderen Elektrode; infolgedessen nimmt dann die Elektrodenspannung wieder zu.

Macht man bei hochfrequentem Wechselstrom die eine Elektrode beweglich, so wird sie von der beim Polwechsel zurückbleibenden inneren Ladung der negativen Glimmschicht zurückgestoßen, sowie diese bis über die Mitte des Elektrodenabstandes vorgedrungen ist.

Auch in den positiven Schichten des Glimmstromes treten innere Ladungen auf, wie weiter unten näher dargelegt wird.

7. Innere Ladungen in sekundär ionisierten Gasen.

Ladungsschichten an den Elektroden.[1]) — Wie oben S. 282 auseinandergesetzt wurde, bilden sich in einem durchströmten Gase unmittelbar an den Elektroden infolge der elektrischen Konzentrationsänderung Ladungsschichten, in denen die auf die Elektrode zuströmende Elektrizität die wegströmende überwiegt. Da also das Gas in den Ladungsschichten eine innere Ladung besitzt, so erfährt es von der elektrischen Kraft durch die Vermittelung von jener einen Antrieb und strömt darum auf die Elektrode zu. Diese Strömung des Gases kann man in folgender Weise sichtbar machen. Man läßt in kleinem Abstand von einer jeden Elektrode einen dünnen Strahl von Ammoniak haltiger Luft in Salzsäure haltige Luft niederfließen.

Man erhält so dünne Strahlen von Salmiak. Diese werden von den Elektroden aus ihrer vertikalen Lage solange nicht abgelenkt, als die Elektroden keine Spannung besitzen oder das Gas zwischen ihnen nicht ionisiert ist, solange also kein elektrischer Strom zwischen ihnen übergeht. Giebt man ihnen aber eine Spannungsdifferenz und ionisiert gleichzeitig das Gas, etwa mit Röntgenstrahlen, oder mit anderen Worten, stellt man einen Strom zwischen ihnen her, so werden die Salmiakstrahlen gegen die Elektroden hingeführt.

Ponderomotorische Wirkung bei lichtelektrischer Zerstreuung.[2])

---

[1]) Zeleny, Ph. R. **8**, 161, 1899; Chévenau, Ecl. El. **20**, 401, 1899.

[2]) Bichat, C. R. **107**, 557, 1888; Righi, C. R. **107**, 559, 1888.

— Hat man ein negativ geladenes elektrisches Radiometer in freier Luft und bestrahlt die metallischen Seiten seiner Flügel mit ultraviolettem Licht, so gerät es in Rotation. Unmittelbar in der Nähe des Flügels nimmt nämlich die Luft infolge der lichtelektrischen Zerstreuung eine innere negative Ladung an. Zwischen dieser und dem Radiometerflügel findet dann, wie beim elektrischen Flugrad, Abstoßung statt.

Ladungen und ponderomotorische Wirkungen in Flammen.[1]) — Wie weiter unten dargelegt wird, entwickeln die Flammen, auch wenn sie keinem äußeren elektrischen Felde ausgesetzt sind, innere Ladungen. Bringt man darum eine Flamme in ein elektrisches Feld, so treten an ihr ponderomotorische Wirkungen infolge der entstehenden elektrischen Strömung ein. Die Teile der Flamme, welche eine negative Eigenladung besitzen, werden in der Richtung der zunehmenden elektrischen Spannung geblasen, diejenigen mit positiver Eigenladung in entgegengesetzter Richtung. Neben der Eigenladung einer Flamme entwickelt sich aber im elektrischen Felde noch eine starke Ladung infolge der elektrischen Konzentrationsänderung. Eine Flamme sei zwischen zwei plattenförmige Elektroden gestellt. Es wandern dann aus ihr heraus zur Anode negative, zur Kathode positive Ionen. Da die negativen Ionen schneller wegwandern als die positiven, so verliert die Flamme in einer bestimmten Zeit mehr negative als positive Ionen; sie lädt sich darum positiv, und zwar am stärksten in ihren wenig ionisierten kälteren Partien; diese strömen darum unter dem Antriebe ihrer positiven inneren Ladung nach der Kathode zu. Man beobachtet deshalb an einer isolierten Gasflamme zwischen zwei entgegengesetzt geladenen Platten, daß sie sich mit je einer Spitze nach oben und unten zur negativen Platte hinwendet.

Es sind an Flammen im elektrischen Felde mancherlei ponderomotorische Wirkungen, wie Verkürzung und Verlängerung des Flammenkegels beobachtet worden. Dabei waren indes die Versuchsbedingungen nicht immer genügend definiert, so schloß man häufig nicht den Spitzenstrom und dessen ponderomotorische Wirkung auf das Gas aus.

---

[1]) Neyreneuf, C. R. 76, 1000, 1351, 1873; 78, 950, 1875; A. Ch. Ph. (5) 2, 473, 1874; 8, 511, 1876; Herwig, W. A. 1, 516, 1877; Holtz, Carls Rep. 17, 69, 1881. — Ritter, Gilb. Ann. 9, 337, 1801.

Erwähnt sei noch die Fortführung der Rußteilchen in einer leuchtenden Kohlenwasserstoffflamme nach den Elektroden. Läßt man eine positive und eine negative Drahtelektrode in die Flamme tauchen, so setzen sich an beiden Rußteilchen ab, indessen bedeutend mehr an dem positiven als an dem negativen Drahte. Diese Erscheinung erklärt sich so. Die Rußteilchen konzentrieren wegen ihrer größeren Leitfähigkeit mehr elektrische Kraftlinien auf sich als das umgebende Gas, sie werden darum in dem inhomogenen Felde in der Nähe einer Elektrode von dieser angezogen und an ihrer Oberfläche festgehalten. Da sie aber eine schwache negative Ladung besitzen, so werden sie von der Anode stärker angezogen als von der Kathode. Die negative Ladung verdanken sie einmal der elektromotorischen Erregung zwischen ihnen und dem Gase (vergl. oben S. 102 und unten Kontaktkraft), zweitens dem Umstande, daß sie ihre positive Influenzladung schneller verlieren als ihre negative infolge der größeren Geschwindigkeit der negativen Gasionen.

8. Einfluß von Ladungen auf die Anfangsspannung.

Die Anfangsspannung (vergl. S. 222) hängt ab von der Form des statischen Feldes zwischen den Elektroden. Bestimmt man die Anfangsspannung zwischen zwei Elektroden für den Fall, daß zuvor noch kein Strom überging, so erhält man einen bestimmten Wert. Sie ergiebt sich indessen anders, wenn kurz zuvor bereits eine Strömung überging. Diese erzeugt nämlich Wandladungen und innere Ladungen im Gase; diese verschwinden nicht sofort beim Erlöschen der sie erzeugenden Strömung, sondern bleiben unter Umständen noch lanze Zeit zurück. Durch ihre Gegenwart verändern sie dann das einer Selbstentladung vorangehende statische Feld und damit deren Anfangsspannung; in der Regel erhöhen sie diese.

Hat man beispielsweise in freier Luft die Anfangsspannung eines Spitzenstromes in einem Zimmer zum ersten Male bestimmt, so findet man bei den unmittelbar folgenden Bestimmungen in der Regel höhere Werte, weil die Zimmerluft eine innere Ladung von den vorausgehenden Selbstentladungen angenommen hat. Ferner kann man in engen hoch evakuierten Röhren

mit einer gegebenen Spannungsdifferenz unter Umständen wohl einmal eine kurz dauernde Selbstentladung hervorbringen; sowie diese erloschen ist und starke negative Wandladungen zurückgelassen hat, gelingt es aber häufig nicht mehr, mit der zur Verfügung stehenden Spannung unmittelbar darauf eine weitere Selbstentladung zu veranlassen, weil nunmehr die Anfangsspannung viel größer geworden ist.

Drittes Kapitel.

Kontaktkraft.

1. Ionenadsorption.[1]

Ein Gas werde an dem einen Ende einer Röhre ionisiert und dann durch die Röhre hindurch gegen einen mit einem Elektrometer verbundenen geladenen Leiter geblasen. Dieser verliert dann seine Ladung. Er verliert sie dagegen nicht mehr, das gegen ihn strömende Gas enthält also keine Ionen mehr, wenn man es auf seinem Wege von der Ionisierungspartie zum Leiter durch einen Stopfen aus Glaswolle treten läßt. Beim Durchgange durch die engen Kanäle im Wollstopfen giebt also das Gas seine Ionen an die Oberfläche der Glasfäden ab. Diesen Vorgang heißen wir *Ionenadsorption.*

Die Ionenadsorption kommt in folgender Weise zu stande. *Kommt ein positives oder negatives Ion in die Nähe einer ungeladenen festen oder flüssigen Oberfläche, so entsteht zwischen der Grenzfläche und dem Ion eine Anziehung. Diese treibt das Ion gegen die Grenzfläche hin und hält es an ihr fest.* Über die Natur jener Kraft zwischen einem Ion und einer festen oder flüssigen Grenzfläche gegen ein Gas wissen wir nichts bestimmtes. Da sie sich in der Grenzfläche zweier Medien geltend macht, so sei sie *Kontaktkraft* genannt.

[1]) Röntgen, W. A. **64**, 1, 1898; Braun, Z. Ph. Ch. **13**, 155, 1894; W. A. **59**, 688, 1896; J. J. Thomson u. Rutherford, Ph. M. (5) **42**, 392, 1896; Rutherford, Ph. M. (5) **43**, 241, 1897; **44**, 429, 1897; Townsend, Ph. M. (5) **45**, 125, 1898; Ph. Tr. **193**, 147, 1900; Zeleny, Ph. M. (5) **46**, 137, 1898; Elster u. Geitel, Ph. Z. **2**, 560, 1901; Villari, Ph. Z. **2**, 178, 1900; Ph. M. (6) **1**, 535, 1901; Barus, Ph. M. (6) **2**, 40, 1901.

Enthält ein Gas an der Oberfläche eines festen oder flüssigen Körpers positive oder negative Ionen, so erstreckt sich die Adsorption sowohl auf diese wie auf jene. Beim Zusammentreffen auf der Oberfläche vereinigen sich die positiven und negativen Ionen zu neutralen Molekülen; diese können dann wieder von der adsorbierenden Oberfläche wegdiffundieren. Da diese gleichviele positive und negative Ionen adsorbiert, so bleibt sie hierbei ungeladen.

Enthält jedoch das Gas mehr Ionen von dem einen Vorzeichen als von dem anderen, so nimmt die adsorbierende Oberfläche eine Ladung von demselben Vorzeichen wie das Gas an. Infolge dieser Ladung tritt dann elektrische Abstoßung ein zwischen der adsorbierten Ladung und den Ionen gleichen Vorzeichens im Gase. Diese werden in kleinerem Maße oder gar nicht mehr adsorbiert. Bläst man darum ein Gas mit einer positiven oder negativen inneren Ladung durch einen Stopfen von Glaswolle hindurch, so ist das aus ihm tretende Gas zuerst entladen, gleichzeitig nimmt aber der Stopfen eine schnell bis zu einem Maximum wachsende gleichnamige Ladung an, und ist das Maximum erreicht, so besitzt das aus dem Stopfen tretende Gas noch seine innere Ladung, da infolge der elektrischen Abstoßung die Ionenadsorption jetzt nicht mehr stattfinden kann.

Unter sonst gleichen Umständen werden umsomehr Ionen adsorbiert, je kleiner ein ionisiertes Gasvolumen im Verhältnis zu der von ihm berührten festen oder flüssigen Oberfläche ist. Strömt ein ionsiertes Gas durch eine Röhre, so wird es bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit durch die Adsorption um so stärker entionisiert, je kleiner das Verhältnis von Querschnitt zu dessen Umfang ist. Durch Einführung eines porösen Stopfens wird dieses Verhältnis besonders klein. Starke Ionenadsorption erhält man auch, wenn man ein ionisiertes Gas durch eine Flüssigkeit perlen läßt.

Es wurde bereits erwähnt, daß der in einem Gase schwebende Staub von Bedeutung ist für die in ihm zu erzielende Ionisation. An der Oberfläche der festen oder flüssigen Staubteilchen findet nämlich Ionenadsorption statt; durch diese wird die Ionisation um so stärker erniedrigt, je größer die Zahl der Staubteilchen ist. Hält man die Stärke eines Ioni-

sators konstant und mißt die von ihm in einem Gase hervorgebrachte Ionisation durch den elektrischen Strom für eine bestimmte elektromotorische Kraft, so ergiebt sie sich um so größer, je staubreiner das Gas ist; so nach längerem Stehen des Gases größer als unmittelbar nach dem Füllen. Umgekehrt wird der messende Strom kleiner, wenn man in das jonisierte Gas Rauch oder Salmiaknebel leitet. Auch ergiebt sich die Selbstionisation der atmosphärischen Luft um so größer, je staubreiner diese ist.

Wie in einem sekundär ionisierten Gase, so macht sich die Ionenadsorption auch in einer selbständigen elektrischen Strömung geltend, so vor allem in der positiven Lichtsäule. Aus dem durch Ionenstoß ionisierten Gase heraus werden in dieser positive und negative Ionen an der Röhrenwand adsorbiert. Diese Erniedrigung der Ionisation durch Adsorption fällt um so mehr ins Gewicht, je enger die Röhre ist; je kleiner aber das Verhältnis von Querschnitt zu Umfang ist, desto größer muß dann bei konstanter Stromstärke das Spannungsgefälle sein (vergl. S. 165).

2. Abhängigkeit der Kontaktkraft.

Bei der Ionenadsorption treibt die Kontaktkraft Ionen aus dem Gase heraus an eine feste oder flüssige Oberfläche; hierbei wird potentielle Kontaktenergie in kinetische Ionenenergie verwandelt. Um umgekehrt aus der Grenzfläche weg in das Gas hinein Ionen zu befördern, muß entgegen der Kontaktkraft unter Vermehrung der potentiellen Kontaktenergie Arbeit geleistet werden, die Elektrisierungsarbeit (vergl. S. 99).

Die Kontaktkraft ist die Ursache, daß in einem nicht jonisierten Gase auf einer festen oder flüssigen Oberfläche eine elektrische Ladung liegen bleibt. Würden die Ionen nicht durch die Kontaktkraft festgehalten, so würden sie von ihrer gegenseitigen elektrischen Abstoßung von dem geladenen Leiter weg in das umgebende Gas hineingetrieben. Daß die Kontaktkraft, wenigstens bei gewöhnlicher Temperatur, groß ist, geht aus folgender Überlegung hervor. Ihr entgegen wirkt an der Oberfläche das elektrische Spannungsgefälle. Man kann nun daran denken, das Spannungsgefälle soweit zu steigern, bis es

entgegengesetzt gleich der Kontaktkraft geworden ist; bei einer geringen weiteren Steigerung müssen dann die Ionen aus der Grenzfläche heraus in das Gas hineingetrieben werden. Nun kann man die Spannung eines Leiters in einem nicht ionisierten Gase sehr groß machen, ohne daß dieser Fall eintritt. Und ehe er bei weiterer Steigerung der Spannung eintreten kann, erfolgt Selbstentladung, indem das Gas in der Nähe der Grenzfläche durch Ionenstoß ionisiert wird. Erschwert man die Selbstentladung, indem man in hohem Vakuum die Elektroden näher bringt, als die freie Weglänge des positiven Ions groß ist, dann lassen sich sehr große Spannungsdifferenzen zwischen die Elektroden legen, ohne daß das Spannungsgefälle entgegen der Kontaktkraft Ionen von ihrer Oberfläche weg in das Gas hineinzutreiben vermag.

Die Größe der Kontaktkraft oder der Differenz der an einem Ion haftenden potentiellen Energien im Gase und im festen oder flüssigen Körper, kurz die Kontaktenergie hängt ab von der Art des Körpers und des Ions. Im allgemeinen werden auch die Kontaktenergieen des positiven und des negativen Ions voneinander verschieden sein. Dies giebt dann Anlaß zu einer elektromotorischen Wirkung, wie weiter unten näher ausgeführt wird.

Über die Größe und die Natur der Kontaktenergie für verschiedene Ionen wissen wir bis jetzt erst sehr wenig. Für die negativen Elektronen können wir aus der Kathodenstrahlreflexion und der lichtelektrischen Zerstreuung schließen, daß ihre Kontaktenergie in Bezug auf ein Metall um so größer ist, je elektronegativer das Metall im Sinne der Voltadifferenz ist; so für Zink größer als für die Alkalien, für Silber größer als für Zink, für Platin größer als für Silber (vergl. S. 110).

3. Bildung von Molionen.

Bisher haben wir die Wirkung der Kontaktkraft auf ein Ion in der Grenzfläche eines Gases und eines festen oder flüssigen Körpers ins Auge gefaßt. Da sie offenbar zwischen dem Ion und den einzelnen Körperteilchen wirkt, so dürfen wir erwarten, daß auch zwischen einem Ion und den benachbarten Gasmolekülen eine Kontaktkraft thätig ist. Eine solche

Kraft zwischen negativen Elektronionen und Gasteilchen haben wir bereits oben (S. 328) zur Erklärung der Kathodenstrahlzerstreuung im Gase eingeführt. Auf die Wirkung der Kontaktkraft haben wir auch die Bildung von Molionen zurückzuführen.

Die Größe der spez. Ionengeschwindigkeiten läßt vermuten, daß bei höheren Gasdrucken die Masse der Gasionen größer ist als diejenige eines gewöhnlichen Moleküls (vergl. S. 272). Weiter zeigt die Größe des Verhältnisses $\frac{\varepsilon}{\mu}$ für Kanalstrahlen, daß unter diesen positive Ionen vorkommen, welche eine viel größere Masse besitzen als ein gewöhnliches neutrales Gasmolekül. Derartige Ionen mit großer Masse, Molionen, bestehen wahrscheinlich aus einem elektrisch geladenen Kern, einem positiven Atom- oder negativen Elektronion, und um diesen ist eine größere Anzahl von neutralen Molekülen herumgruppiert. Die Ursache hiervon ist in der Kontaktkraft zwischen dem Ionenkern und den herumgelagerten neutralen Molekülen zu suchen. Besonders groß scheint diese Molionen bildende Kraft zwischen Wasserdampfmolekülen und Gasionen zu sein. Läßt man nämlich in ein trockenes Gas, in dem die Ionen eine bestimmte spez. Geschwindigkeit besitzen, etwas Wasserdampf treten, so erscheint nach kurzer Zeit die spez. Ionengeschwindigkeit beträchtlich erniedrigt. Dies rührt daher, daß die Molekülgruppe der Molionen eine Vermehrung an Masse durch den Eintritt von Wasserdampfmolekülen erfährt. Diese Erscheinung hat statt, auch wenn der Wasserdampfdruck klein ist gegen den Gasdruck.

4. Tropfenbildung an Ionen.[1]

Allgemeines. — Über flüssigem Wasser sei ein abgeschlossenes Gasvolumen bei einer bestimmten Temperatur mit Wasserdampf gesättigt. Erniedrigt man sehr langsam die Temperatur,

[1] Coulier u. Mascart, Journ. de pharm. et chim. (4) **22**, 165, 1875; Aitken, Trans. R. Soc. Edinb. 1881, 337; Pr. R. S. **51**, 408, 1892; R. v. Helmholtz, W. A. **27**, 527, 1886; **32**, 1, 1887; Lenard u. Wolf, W. A. **37**, 447, 1889; R. v. Helmholtz u. Richarz, W. A. **40**, 161, 1890; Bidwell, E. Z. **12**, 464, 1891; J. J. Thomson, Ph. M.

giebt man also den Wasserdampfmolekülen Zeit aus dem Gasinneren nach der flüssigen Oberfläche zu diffundieren, so sinkt mit der Temperatur in gleichem Maße der Wasserdampfdruck, es tritt keine Übersättigung ein. Läßt man dagegen die Temperatur sehr rasch sinken, so entledigt sich das Gasvolumen wohl in der Nähe der flüssigen Oberfläche seines überschüssigen Wasserdampfes; im Gasinnern dagegen bleibt der Wasserdampfdruck trotz der Temperaturerniedrigung unverändert bestehen; hier findet darum Übersättigung an Wasserdampf statt. Dies tritt aber nur dann ein, wenn bei der schnellen Temperaturerniedrigung im Gasinnern keine Kondensation erfolgt; dies aber ist der Fall, wenn das Gas frei von Staub und Ionen ist. *In feuchtem staub- und ionenfreiem Gase findet also bei mäßiger Übersättigung keine Wasserdampfkondensation statt.* Die Schwierigkeit der Tropfenbildung in diesem Falle dürfte sich in folgender Weise erklären.

Bei der Kondensation von Wasserdampf wird Wärme frei. Soll die Kondensation im Gasinnern stattfinden, so müssen hier Tropfen gebildet werden. Hierbei muß aber potentielle Energie erzeugt werden, einmal bei Bildung der Form der flüssigen Oberfläche, sodann wahrscheinlich auch bei Erzeugung einer elektrischen Doppelschicht an der Oberfläche (vgl. unten). Diese potentielle Energie, die gerade bei sehr kleinen Tropfen sehr groß ist, müßte aus der frei werdenden Verdampfungswärme gewonnen werden. Ist jene für sehr kleine Tröpfchen größer als diese, so kann keine Kondensation einsetzen.

Schweben in dem feuchten Gase Staubteilchen, so kann sich an diesen Wasserdampf bei Übersättigung niederschlagen. An den wenig gekrümmten Teilen braucht nämlich bei der Kondensation wenig potentielle Energie gebildet zu werden. In staubhaltigem feuchtem Gase tritt darum bei schneller Temperaturerniedrigung keine Übersättigung, sondern Kondensation ein.

---

(5) **36,** 313, 1893; **46,** 528, 1898; **48,** 557, 1899; Richarz, W. A. **59,** 592, 1896; Precht, W. A. **61,** 330, 1897; † Lenard, W. A. **63,** 258, 1897; A. Ph. **1,** 486, 1900; **3,** 316, 1900; Townsend, Pr. Cambr. S. **9,** 244, 1897; Ph. M. (5) **45,** 125, 1898; † C. T. R. Wilson, Pr. Cambr. S. **9,** 333, 1897; Ph. Tr. **189,** 265, 1897; **192,** 403, 1899; **193,** 289, 1900; Barus, Ph. R. **10,** 257, 1900; Ph. M. (6) **1,** 572, 1901; **2,** 40, 1901; Lemme, Diss. Greifswald 1901; Nachtrag 1901.

Ist ein Gas staubfrei, so findet bei schneller Temperaturerniedrigung ebenfalls dann Kondensation in Form von Tröpfchenbildung statt, wenn positive oder negative Ionen vorhanden sind. Die Erleichterung der Kondensation durch Ionen erklärt sich wahrscheinlich in folgender Weise. Die Ionen besitzen in Bezug auf Wassermoleküle Kontaktenergie; indem sich Wassermoleküle an sie anlagern, wird jene frei und kann sich direkt oder indirekt in eine andere Energieform, so in die potentielle Energie der Tröpfchenoberfläche verwandeln und so die Kondensation erleichtern.

Untersuchungsmethode. — Die Tropfenbildung an Ionen kann man leicht mit Hilfe des Dampfstrahles nachweisen. Aus einer Kochflasche läßt man durch ein Rohr hindurch Wasserdampf in staubfreie Luft austreten. An der Rohröffnung findet dann eine adiabatische Ausdehnung und darum eine schnelle Temperaturerniedrigung und Übersättigung statt. Solange indessen keine Ionen in der staubfreien Luft vorhanden sind, tritt keine Kondensation und Nebelbildung im Dampfstrahl auf. Diese aber erfolgt sofort, sowie man in der Nähe der Rohröffnung oder im Dampfstrahl selbst Ionen auf irgend eine Weise erzeugt. Im seitlich zerstreuten Lichte nimmt der nunmehr in Nebel verwandelte Dampfstrahl eine von Blau bis zu Weiß mit wachsender Tropfengröße sich verändernde Färbung an; im durchfallenden Lichte überwiegt Rot.

Für quantitative Untersuchungen ist der Dampfstrahl wenig geeignet. Hierzu ist mit Vorteil die im Nachstehenden beschriebene und aus der Fig. 124 (nach C. T. R. Wilson) ersichtliche Versuchsanordnung verwendet worden. Um eine schnelle Temperaturerniedrigung hervorzubringen, wird auch hier die adiabatische Ausdehnung verwendet.

Das Gefäß A kommuniziert durch die Röhre R mit dem Cylinder C. Dieser ist in seinem unteren Teile mit Wasser gefüllt. In dieses taucht der verschiebbare oben verschlossene Blechcylinder B. Dieser ist über das Rohr S gestülpt. S kann einmal durch das Gummiventil V_1 mit der äußeren Luft in Verbindung gesetzt werden, durch V_2 mit dem durch eine Pumpe zu evakuierenden großen Raum F. An die Röhre R ist in horizontaler Richtung die Röhre K angesetzt. Diese kann durch einen Hahn H mit einem Schenkelmanometer M

und einem durch Heben und Senken von Q veränderlichen Volumen O verbunden werden.

Vor der adiabatischen Ausdehnung sei das Luftvolumen in A, R und C v_1, nach derselben sei es v_2. Man kann das Verhältnis $\frac{v_2}{v_1}$ auf folgende Weise nach Belieben ändern. Es möge nach einer durch Zurückziehen von V_2 erfolgten Aus-

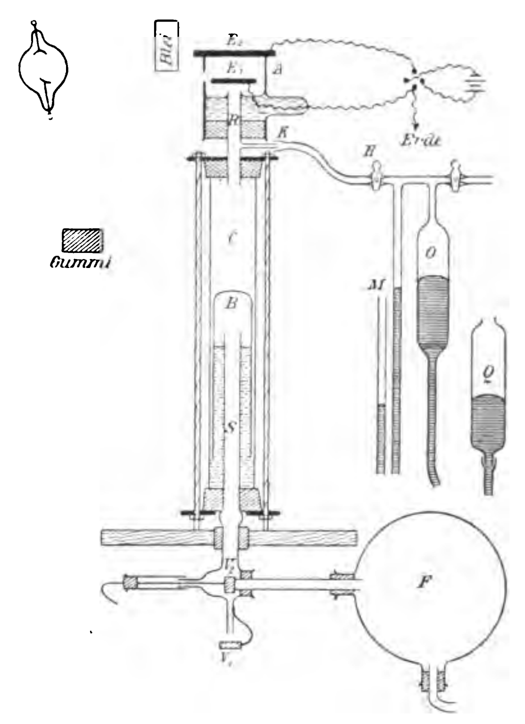


Fig. 124.

dehnung B wasserdicht auf dem unteren Verschlußgummistopfen festgedrückt sein. Man stellt durch Drehen von H Verbindung zwischen dem Ausdehnungsraum und M und O her. Durch Vergrößerung von O läßt man den Druck im Ausdehnungsraume vom Barometerdruck b um p (am Manometer ablesbar) sinken. Darauf hebe man durch Zurückdrehen von H die Kommunikation wieder auf. Dann läßt man durch Öffnen

von V in S den Barometerdruck sich herstellen. B wird infolgedessen soweit emporgehoben bis im Ausdehnungsraume ebenfalls Barometerdruck herrscht. Zieht man darauf V_2 zurück, öffnet also den evakuierten Raum F, so schließt sich V_1 und die Luft in A, R und C stößt den Cylinder B auf den Boden.

Ist π der Druck des gesättigten Wasserdampfes, so ist der Luftdruck im Ausdehnungsraume vor der Ausdehnung

$$P_1 = b - \pi,$$

nach der Ausdehnung und nach eingetretenem Temperaturausgleich

$$P_2 = b - \pi - p.$$

Hieraus folgt

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{P_1}{P_2} = \frac{b - \pi}{b - \pi - p}.$$

Durch Änderung von p läßt sich das Verhältnis $\frac{v_2}{v_1}$ und damit die mögliche Übersättigung beliebig variieren.

Um im Raume A positive oder negative Ionen zu erzeugen, verfährt man folgendermaßen. Auf der linken Seite ist in die hier metallische Gefäßwand ein Fenster D von Aluminiumblech eingesetzt. Durch dieses läßt man Röntgenstrahlen fallen und zwar durch Abschirmung mittels einer Bleiplatte nur ein dünnes horizontales Bündel. Dieses läßt man unmittelbar über der Elektrode E_1 hinwegstreichen. E_1 ist als zweite Elektrode E_2 gegenübergestellt; beide sind unter Zwischenschaltung eines Kommutators durch ein oder zwei galvanische Elemente miteinander verbunden. Ist beispielsweise E_2 positiv, so werden die positiven Ionen aus dem schmalen Röntgenstrahlenbündel heraus auf kurzer Strecke nach E_1 getrieben und kommen hier zum Stillstand, die negativen Ionen wandern dagegen nach E_2 und erfüllen so den größten Teil des Raumes A. In dieser Weise kann man die positiven und negativen Ionen auf ihre tropfenbildende Wirkung getrennt untersuchen. Bemerkt sei noch, daß E_1 und E_2, um die Luft gesättigt zu halten, mit feuchtem Fließpapier bedeckt werden.

Resultate. — Die Untersuchung der tropfenbildenden Wirkung der Ionen mittels der oben beschriebenen Methode hat folgende Resultate ergeben.

Die Kondensation an den Ionen beginnt nicht bei einem beliebig kleinen Werte der Übersättigung oder, mit anderen Worten,

nicht schon bei einem von Eins nur sehr wenig verschiedenem Werte des Verhältnisses $\frac{v_2}{v_1}$. *Die negativen Ionen beginnen Tropfen zu bilden, wenn* $\frac{v_2}{v_1} = 1{,}25$ *geworden oder wenn ungefähr vierfache Übersättigung vorhanden ist; positive Ionen verlangen mindestens den Wert 1,35 oder ungefähr sechsfache Übersättigung; oberhalb des Wertes 1,38 tritt in der staubfreien Luft Kondensation und Nebelbildung ein, auch wenn keine Ionen vorhanden sind.*

Die angegebenen Werte des Verhältnisses $\frac{v_2}{v_1}$ *sind unabhängig von der Art des Ionisators, welcher die Ionen erzeugte;* man erhält bei Anwendung von Röntgen-, Becquerel-, ultravioletten Strahlen und positivem oder negativem Spitzenstrom übereinstimmende Resultate. *Auch wenn man keinen Ionisator wirken läßt, beobachtet man, wenn* $\frac{v_2}{v_1}$ *größer als 1,25 wird, eine schwache regenartige Nebelbildung;* diese ist zurückzuführen auf die allerdings schwache, aber stets vorhandene Selbstionisation der Luft (vergl. S. 50).

In gleicher Weise findet in feuchten Gasen, welche durch einen chemischen Prozeß, wie Verbrennung, langsame Oxydation des Phosphors, oder durch elektrolytische Gasentwickelung ionisiert oder elektrisiert sind, Nebelbildung an den Ionen bei einer genügend großen adiabatischen Ausdehnung statt.

Sind in dem Ausdehnungsraume gleichzeitig positive und negative Ionen und bleibt bei einer adiabatischen Ausdehnung das Verhältnis $\frac{v_2}{v_1}$ in dem Gebiete 1,25—1,35, so tritt die Tropfenbildung nur an den negativen Ionen ein, gemäß ihrer stärkeren kondensierenden Wirkung.

Die *Größe der Tröpfchen*, welche an den Ionen bei einer Kondensation sich bilden, ist, wie man zu erwarten hat, wechselnd; sie hängt ab von der Größe der adiabatischen Ausdehnung und der Zahl der vorhandenen Ionen. Man kann den Radius r der Tröpfchen auf folgende zwei Arten bestimmen. Entweder kann man ihn aus den Beugungsringen berechnen, die sich in dem Kondensationsnebel im durchfallenden Lichte zeigen, nach dieser Methode ergab sich in einem Falle $r = 3 \cdot 10^{-4}$ cm. Oder man kann ihn aus der Geschwindig-

keit v ableiten, mit welcher die Kondensationswolke zu Boden sinkt. Ist nämlich μ der Reibungskoëffizient des Gases, g die Erdbeschleunigung, so gilt

$$r^2 = \frac{4{,}5\,\mu \cdot v}{g}.$$

Nach dieser Methode ergab sich in verschiedenen Fällen $r = 4 \cdot 10^{-4}$, $r = 3{,}39 \cdot 10^{-4}$ cm.

Da die Tropfengröße nicht konstant ist, so darf man das Gleiche auch für das Verhältnis von dem Gewichte m zu der Ladung ε eines Tröpfchens erwarten. Dieses Verhältnis liegt zwischen den Werten $1 \cdot 10^{-4}$ und $5 \cdot 10^{-4}$ (ε in elektrostatischen Einheiten).

5. Elektromotorische Wirkung der Kontaktkraft.

Elektrische Doppelschicht. — Nach den obigen Darlegungen haben wir es als Thatsache zu betrachten, daß in der Grenzfläche eines festen oder flüssigen Körpers gegen ein Gas auf die dort vorhandenen Ionen eine Kraft wirkt, welche diese aus dem Gase in den Körper zu treiben sucht. Diese Kontaktkraft kann nun unter Umständen als elektrische Triebkraft, die ihr entsprechende Differenz potentieller Energie als elektromotorische Kraft wirken. Mit ihr zusammen ist immer auch die kinetische Energie der Ionen oder das Gefälle von deren Partialdruck thätig.

Als elektrische Triebkraft wurde oben S. 353 folgende Größe definiert

$$X = \frac{1}{n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n}\,(n_p \cdot v_p \cdot X_p + n_n \cdot v_n \cdot X_n).$$

Wir nehmen an, daß nur die Kontaktkraft und der Partialdruck wirksam sei. Wir haben demgemäß X_p und X_n aus zwei Teilen zusammenzusetzen. Ist P_p bezw. P_n der Partialdruck der positiven bezw. negativen Ionen, ist K_p bezw. K_n die an einem positiven bezw. negativen Ion haftende Kontaktenergie, so ist die aus P für die Ladungseinheit resultierende Kraft

$$-\frac{1}{n_p \cdot \varepsilon} \cdot \frac{dP_p}{dx} \quad \text{bezw.} \quad \frac{1}{n_n \cdot \varepsilon} \cdot \frac{dP_n}{dx},$$

die aus K für die Ladungseinheit resultierende Kraft ist

$$-\frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{dK_p}{dx} \quad \text{bezw.} \quad \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{dK_n}{dx}.$$

Es gilt also

$$X = -\frac{1}{\varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)} \left[n_p \cdot v_p \left(\frac{1}{n_p} \cdot \frac{dP_p}{dx} + \frac{dK_p}{dx} \right) - n_n \cdot v_n \left(\frac{1}{n_n} \cdot \frac{dP_n}{dx} + \frac{dK_n}{dx} \right) \right].$$

Die hieraus zwischen Gas und Körper resultierende elektromotorische Kraft wird durch das Integral $E = \int_{x_1}^{x_2} X \cdot dx$ dargestellt.

Wir betrachten folgenden speziellen Fall. Es seien in der Grenzfläche positive Ionen nur von *einer* Art und ebenso negative Ionen nur von *einer* Art vorhanden. Ferner soll keine Strömung weder der positiven noch der negativen Ionen stattfinden. Die Resultante der an den positiven bezw. negativen Ionen angreifenden Kräfte soll also Null sein, ferner sei die absolute Temperatur räumlich konstant. Es gilt dann, wenn $\frac{dV}{dx}$ wieder das Spannungsgefälle darstellt:

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{1}{\varepsilon \cdot n_p} \cdot \frac{dP_p}{dx} - \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{dK_p}{dx}, \text{ bezw.}$$

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{1}{\varepsilon \cdot n_n} \cdot \frac{dP_n}{dx} - \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{dK_n}{dx}.$$

Nun ist $P = k \cdot n \cdot T$; wir können darum setzen:

$$\frac{k \cdot T}{\varepsilon \cdot n_p \cdot k \cdot T} \frac{dP_p}{dx} = \frac{k \cdot T}{\varepsilon \cdot P_p} \frac{dP_p}{dx}.$$

Bleiben wir innerhalb der Grenzschicht, bezeichnen ihre dem Gase zugekehrte Seite mit 1, die dem Körper zugewandte Seite mit 2 und integrieren über sie, so erhalten wir

$$V_2 - V_1 = \frac{kT}{\varepsilon} \log \frac{P_{p1}}{P_{p2}} + \frac{1}{\varepsilon} (K_{p1} - K_{p2}), \text{ bezw.}$$

$$V_2 - V_1 = \frac{kT}{\varepsilon} \log \frac{P_{n1}}{P_{n2}} + \frac{1}{\varepsilon} (K_{n1} - K_{n2}).$$

Da $P = k \cdot n \cdot T$ ist, können wir auch setzen

$$V_2 - V_1 = \frac{kT}{\varepsilon} \log \frac{n_{p1}}{n_{p2}} + \frac{1}{\varepsilon} (K_{p1} - K_{p2})$$

$$V_2 - V_1 = \frac{kT}{\varepsilon} \log \frac{n_{n1}}{n_{n2}} + \frac{1}{\varepsilon} (K_{n1} - K_{n2}).$$

Die in der Grenzschicht liegende Spannungsdifferenz $V_2 - V_1$ ist für die positiven Ionen ebenso groß wie für die negativen. Die Grenzschicht stellt eine *elektrische Doppelschicht* dar. Auf der Seite 1 liegt eine Schicht negativer, auf der Seite 2 eine Schicht positiver Ionen oder auch umgekehrt, je nachdem $n_{p2} > n_{p1}$ oder $n_{n2} > n_{n1}$ bezw. $\log \frac{n_{p1}}{n_{p2}}$ negativ oder positiv ist. Wegen der Gleichheit von $V_2 - V_1$ für die positiven und negativen Ionen gilt:

$$\frac{k\,T}{\varepsilon}\left(\log \frac{n_{p2}}{n_{p1}} - \log \frac{n_{n2}}{n_{n1}}\right) = (K_{n2} - K_{n1}) - (K_{p2} - K_{p1}).$$

Ist die linke Seite positiv, so ist $n_{p2} > n_{p1}$. *Dies ist der Fall, die elektrische Doppelschicht ist also auf der Gasseite positiv, wenn* $(K_{n2} - K_{n1}) > (K_{p2} - K_{p1})$ *ist, d. h. wenn die Differenz der potentiellen Kontaktenergie von Gas zu Körper und demgemäß die Kontaktkraft für das negative Ion größer ist als für das positive.*

Kann eine Strömung der Ionen durch die Grenzfläche stattfinden, so sind zwei Fälle möglich. Erstens kann das Gefälle des Partialdruckes entgegen der Kontaktkraft Ionen aus der Grenzschicht in das Gas fördern; in diesem Falle überwiegt die Strömung derjenigen Ionen, welche der dem Gase zugewandten elektrischen Schicht entnommen werden. Zweitens kann aus dem Gase heraus die Kontaktkraft entgegen dem Gefälle des Partialdruckes Ionen an die Körperoberfläche führen; in diesem Falle werden diejenigen Ionen in größerer Zahl in Bewegung gesetzt, welche die größere Kontaktdifferenz besitzen, also der auf der Körperseite liegenden elektrischen Schicht angehören. Im ersten Falle wird Wärme verbraucht und in potentielle Kontaktenergie verwandelt, im zweiten Falle wird Kontaktenergie in kinetische Energie der Ionen oder Wärme unter Temperaturerhöhung umgesetzt.

Thermische Erregung.[1]) — Bei Weißglut findet an einem erhitzten Körper lichtelektrische Zerstreuung negativer Elektronen statt. Hält man die Erhitzung unterhalb der Hellrotglut, so bleibt diese Wirkung des Lichtes ausgeschlossen. Man beobachtet dann eine Ladung des Gases in der Nähe der

---

[1]) Vergl. Litt. S. 102.

glühenden Oberfläche, während diese selbst die entgegengesetzte Ladung annimmt. Diese Erscheinung wurde bereits im Kapitel über die Elektrisierung (vergl. S. 100) besprochen. Hier sei sie insofern ins Auge gefaßt, als uns in ihr eine elektromotorische Wirkung gegenübertritt.

Stellt man einem glühenden Metall eine kalte Elektrode gegenüber und verbindet beide durch ein Galvanometer, so zeigt dieses einen elektrischen Strom an. Die diesen erzeugende elektromotorische Kraft hat ihren Sitz in der Grenzfläche des glühenden Körpers gegen das Gas. Sie resultiert aus dem oben analytisch behandelten Zusammenwirken von Kontaktkraft und dem Gefälle des Partialdruckes. Von diesem werden unter Verlust kinetischer Energie diejenigen Ionen aus der Grenzfläche des Körpers weg in das Gas hineingetrieben, welche die kleinere Kontaktenergie besitzen.

Die Größe und Richtung jener elektromotorischen Kraft ist von der Art des Gases und des glühenden Körpers abhängig. Bezogen auf die positiven Ionen ist sie in den meisten Gasen an den Metallen vom Metall zum Gase gerichtet; in Wasserstoff und an Kohle besitzt sie die entgegengesetzte Richtung, verleiht also dem Gase eine negative Ladung. An rotglühendem Platin kann sie bis zu etwa 8 Volt wachsen; in der Regel ist sie aber viel kleiner.

Voltadifferenz.[1]) — Berühren sich zwei verschiedene Metalle in einem nicht ionisierten Gase, so zeigen sie eine nach verschiedenen Methoden meßbare Spannungsdifferenz, die Voltadifferenz, im Betrage von Bruchteilen von 1 Volt. Über die Entstehung und den Sitz der elektromotorischen Kraft, welche die Voltadifferenz hervorbringt, sind wir uns noch nicht klar. Es läge uns nahe, sie mit der oben theoretisch geforderten elektrischen Doppelschicht an der Grenzfläche gegen das umgebende Gas oder mit der Verschiedenheit der Kontaktenergie der

---

[1]) †Arrhenius, W. A. **33**, 638, 1888; **42**, 51, 1891; Stoletow, Physik. Revue **1**, 721, 1892; J. Ph. **9**, 468, 1900; Murray, Pr. R. S. **59**, 333, 1896; Beattie u. Smoluchowski de Smolan, Ph. M. (5) **43**, 432, 1897; †Winkelmann, W. A. **66**, 1, 1898; Kelvin, Beattie u. Smoluchowski de Smolan, Ph. M. (5) **45**, 277, 1898; Hillers, W. A. **68**, 196, 1899; Rutherford, Ph. M. (5) **47**, 155, 1899; Curie u. Sagnac, C. R. **130**, 1014, 1900.

negativen Elektronionen gegen verschiedene Metalle in Zusammenhang zu bringen. Da wir indes, sei es an Mangel experimentellen Materials, sei es mangels theoretischen Verständnisses, nichts sicheres sagen können, so wollen wir davon absehen und uns hier auf die Mitteilung folgender sehr wichtiger Thatsachen beschränken.

Mißt man die Voltadifferenz zwischen zwei Metallen elektrometrisch, so verschwindet sie, wenn man das Gas zwischen ihnen ionisiert. Bildet man aus zwei verschiedenen Metallen, einer zwischen ihnen liegenden Gasschicht und einem empfindlichen Galvanometer einen Stromkreis, so erhält man in diesem einen elektrischen Strom, sowie man die Gasschicht ionisiert; die elektromotorische Kraft dieses Stromes ist gleich der Voltadifferenz. Das Vorstehende gilt unabhängig von der Art des Ionisators, mag man Röntgen-, Becquerel-, ultraviolette, Kathodenstrahlen oder hohe Temperatur anwenden.

Die Erscheinung muß deswegen unser Interesse erregen, weil hier zum ersten Male die Voltadifferenz für sich als stromspeisende elektromotorische Kraft auftritt. Sie kann durch Messung der Stromstärke i in folgender Weise bestimmt werden. Sie sei mit V_d bezeichnet, E sei die elektromotorische Kraft eines Elementes, R der gesamte Widerstand des Stromkreises. Man mißt die Stromstärke i_1 bezw. i_2, einmal, wenn E nicht, und einmal, wenn es eingeschaltet ist. Es gilt dann

$$i_1 \cdot R = V_d, \quad \text{bezw.} \quad i_2 \cdot R = V_d + E;$$

hieraus ist

$$V_d = E \frac{i_1}{i_2 - i_1}.$$

Viertes Kapitel.

Kraft durch kinetische Energie.

1. Allgemeines über elektromotorische Kraft durch Ionendiffusion.[1]

Die kinetische Energie $\frac{1}{2}\mu v^2$ eines Gasmoleküls und so auch eines Ions wird gemessen durch die absolute Temperatur; es ist $\frac{1}{2}\mu v^2 = kT$. Die kinetische Energie der Ionen in der Volumeneinheit heißt der Partialdruck der positiven bezw.

[1]) Stark, A. Ph. 5, 102, 1901.

negativen Ionen; es gilt $P_p = k \cdot n_p \cdot T_p$ bezw. $P_n = k \cdot n_n \cdot T_n$. Der Differentialquotient $\frac{dP}{dx}$ heißt das Gefälle des Partialdruckes; dieses Gefälle stellt die Kraft dar, welche die Ionen in der Volumeneinheit (n_p bezw. n_n) von Orten größeren zu Orten kleineren Druckes zu verschieben sucht. Die *Kraft auf das einzelne positive bezw. negative Ion* ist demnach

$$-\frac{1}{n_p} \cdot \frac{dP_p}{dx} \quad \text{bezw.} \quad -\frac{1}{n_n} \cdot \frac{dP_n}{dx},$$

die Kraft auf die Einheit der positiven bezw. negativen Ladung

$$-\frac{1}{n_p \cdot \varepsilon} \cdot \frac{dP_p}{dx} \quad \text{bezw.} \quad -\frac{1}{n_n \cdot \varepsilon} \cdot \frac{dP_n}{dx}.$$

Oben (vergl. S. 266) wurde bereits die Ionendiffusion der einzelnen Ionenarten besprochen. Hier sei von der elektromotorischen Kraft die Rede, welche aus der gleichzeitigen Diffusion von positiven und negativen Ionen entspringt. Wir nehmen an, daß die Ionengeschwindigkeit proportional der treibenden Kraft gesetzt werden darf, daß also das Ohmsche Gesetz gilt. Wir dürfen dann die oben abgeleitete Formel für die elektrische Triebkraft anwenden

$$X = \frac{1}{n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n} \left(n_p \cdot v_p \cdot X_p + n_n \cdot v_n \cdot X_n \right).$$

Nun ist

$$X_p = -\frac{1}{n_p \cdot \varepsilon} \frac{dP_p}{dx}, \quad X_n = \frac{1}{n_n \cdot \varepsilon} \frac{dP_n}{dx}, \quad \text{folglich}$$

$$X = -\frac{1}{\varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)} \left(v_p \frac{dP_p}{dx} - v_n \frac{dP_n}{dx} \right).$$

Da im allgemeinen n_p und n_n sehr wenig voneinander verschieden sind, wollen wir setzen $n_p = n_n = n$. Die elektromotorische Kraft, die aus dem Druckgefälle resultiert, wird dann

$$E_d = \int_{x_1}^{x_2} X \cdot dx = -\frac{1}{\varepsilon \cdot (v_p + v_n)} \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{n} (v_p \cdot dP_p - v_n \cdot dP_n).$$

Weiter sei angenommen, daß $T_p = T_n = T$ und räumlich konstant sei. Es wird dann $dP_p = dP_n$ und

$$E_d = -\frac{v_p - v_n}{\varepsilon \cdot (v_p + v_n)} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dP}{n} = -\frac{k \cdot T \cdot (v_p - v_n)}{\varepsilon \cdot (v_p + v_n)} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dn}{n} \quad \text{oder}$$

$$E_d = \frac{k \cdot T}{\varepsilon} \frac{v_p - v_n}{v_p + v_n} \log \frac{n_1}{n_2}.$$

Drücken wir E_d in Volt aus, so ist $\frac{k}{\varepsilon} = 8{,}64 \cdot 10^{-5}$ und darum

$$E_d = 8{,}64 \cdot 10^{-5} \cdot T \frac{v_p - v_n}{v_p + v_n} \log \frac{n_1}{n_2} \text{ Volt}$$

Gemäß dieser Formel ergiebt sich aus der Ionendiffusion keine elektromotorische Kraft, wenn $v_p - v_n = 0$ ist, wenn also die spez. positive und negative Ionengeschwindigkeit einander gleich sind. In Gasen sind sie indessen in allen bis jetzt bekannten Fällen verschieden groß; darum treten in ionisierten Gasen Spannungsdifferenzen infolge der inneren elektromotorischen Kraft durch Diffusion auf, sowie der Partialdruck der Ionen ein Gefälle besitzt oder die Ionisation räumlich variabel ist. E_d hängt offenbar nicht von dem absoluten Wert der spez. Ionengeschwindigkeiten ab, sondern von dem Verhältnis ihrer Differenz und ihrer Summe. Da innerhalb weiter Grenzen sowohl v_p wie v_n proportional dem gesamten Gasdruck ist, *so ist E_d innerhalb weiter Grenzen unabhängig vom Gasdruck.*

Weiter ist in Gasen v_n in der Regel größer als v_p; *E_d hat darum einen negativen Wert; die negativen Ionen eilen in der Richtung des Druckgefälles den positiven voraus.* In der nachstehenden Tabelle sind für Zimmertemperatur $T = 290^0$ auf Grund der oben (vgl. S. 261) mitgeteilten Werte der spez. Ionengeschwindigkeiten für verschiedene Gase *die elektromotorischen Kräfte durch Diffusion in Volt zusammengestellt.*

Gas	$-E_d$
Wasserstoff . . .	$2{,}93 \cdot 10^{-3} \log \frac{n_1}{n_2}$
Sauerstoff . . .	$2{,}64 \cdot 10^{-3}$ „
Luft	$2{,}89 \cdot 10^{-3}$ „
Kohlensäure . .	$0{,}96 \cdot 10^{-3}$ „

2. Ionendiffusion bei höherem Gasdruck.[1])

Setzen wir in der vorstehenden Tabelle $\frac{n_1}{n_2} = 100$, so ergiebt sich E_d bei Zimmertemperatur für die obigen Gase der Größenordnung nach zu $1 \cdot 10^{-2}$ Volt. Die durch die elektromotorische Kraft der Diffusion hervorgebrachte Spannungsdifferenz ist demgemäß unter den angenommenen Umständen nicht groß und schwer mit einfachen Mitteln nachzuweisen.

Wie oben (S. 373) dargelegt wurde, findet an einer festen oder flüssigen Grenzfläche gegen ein ionisiertes Gas Ionenadsorption statt. Infolgedessen ist unmittelbar an der Oberfläche eines festen Körpers die Ionisation oder die Ionenkonzentration beträchtlich kleiner als in einigem Abstand im Gasinnern. Von diesem aus fällt also nach der festen Grenzfläche zu die Ionisation und damit der Partialdruck der Ionen ab. Infolge davon *tritt in der Grenzschicht eines ionisierten Gases gegen eine feste ionenadsorbierende Oberfläche eine elektromotorische Kraft durch Diffusion auf; die feste Oberfläche nimmt eine negative Ladung an, das Gasinnere bleibt positiv zurück.*

Man kann diese Ladungen in folgender Art nachweisen. Man saugt ionisiertes Gas durch enge isolierte Metallröhrchen, das aus ihnen tretende Gas läßt man durch einen Glaswollstopfen in einer kurzen Metallröhre gehen. Verbindet man ein Elektrometer mit den engen Metallröhrchen, so zeigt es negative Ladung; verbindet man es mit der Röhre, welche den Glaswollstopfen enthält, so zeigt es positive Ladung an.

Bei dem vorstehenden Versuch spielt sich folgender Vorgang ab. In den engen Metallröhrchen entsteht an der Oberfläche eine negative Ladung, etwas davon entfernt im Gase eine positive, also eine Doppelschicht mit der positiven Seite im Gasinnern. Durch das strömende Gas wird diese mit fortgerissen und zum adsorbierenden Glaswollstopfen getragen; die negative Ladung dagegen bleibt an der Röhrchenoberfläche sitzen. Mit wachsender Geschwindigkeit nimmt die Spannung der positiven und der negativen Ladung erst bis zu einem Maximum von mehreren Volt zu, bei weiterer Steigerung der

[1]) Zeleny, Ph. M. (5) **46**, 134, 1898; Townsend, Ph. Tr. **193**, 147, 1900; Villari, Rend. Linc. Maggio 1900; Ph. Z. **2**, 178, 360, 1901; Ph. M. (6) **1**, 147, 1900; Dorn, Ph. Z. **2**, 238, 433, 1901.

Geschwindigkeit nimmt sie aber wieder ab. Diese Abnahme erklärt sich in folgender Weise. Zwischen dem positiven Glaswollstopfen und den negativen Metallröhrchen ist das Gas um so weniger ionisiert, je größer der Abstand ist. Es verschwindet eben im Gase, das auf dem Wege von der Ionisierungspartie vor den Metallröhrchen bis zum Gaswollstopfen dem Ionisator entzogen ist, nach einer gewissen Zeit die Ionisation infolge von Molisierung. Wenn nun die Zeit, die ein Teil des Gases braucht, um zur Glaswolle zu gelangen, klein wird infolge gesteigerter Strömungsgeschwindigkeit, so ist zwischen Stopfen und Metallröhrchen die Ionisation noch nicht durch Molisierung verschwunden. Es kann sich dann eine Spannungsdifferenz zwischen hier und dort durch das ionisierte Gas hindurch ausgleichen.

Im Vorstehenden wurde der Fall betrachtet, daß infolge der Ionenadsorption der Partialdruck der Ionen gegen eine feste Oberfläche zu abfällt, diese darum negativ, das Gas selbst positiv wird. Es ist auch der umgekehrte Fall möglich, daß *unmittelbar an einer festen Oberfläche die Ionisation größer ist als im Gasinnern.* Dieser Fall liegt beispielsweise vor an glühenden, besonders weißglühenden Metallen, ferner an Metallflächen, die unter der Wirkung auffallender Röntgen- oder Becquerelstrahlen durch Ausgabe der stark ionisierenden Sekundärstrahlung unmittelbar an ihrer Oberfläche dem Gase eine stärkere Ionisation vermitteln, als es in seinem Innern besitzt. In diesen Fällen diffundieren die Ionen von der festen Oberfläche weg in Gas hinein, die negativen schneller als die positiven; *das Gasinnere nimmt darum nunmehr eine negative Ladung an, während die feste Oberfläche positiv zurückbleibt.*

3. Weitere Fälle.[1]

Außer den oben besprochenen giebt es noch zahlreiche andere Fälle, in denen das Gefälle des Partialdruckes der Gasionen einen von Null verschiedenen Wert besitzt und darum infolge von Diffusion sich Spannungsdifferenzen bilden. So ist in einer *Flamme* die Ionisation und die Temperatur und des-

[1]) Stark, A. Ph. 5, 104, 1901.

halb auch der Partialdruck $P = k \cdot n \cdot T$ größer als in dem umgebenden kälteren Gase. Das Gleiche gilt von dem *Lichtbogen*. In diesen Fällen darf man indes nicht die oben abgeleitete einfache Integralformel

$$E_d = \frac{k}{e} \cdot T \frac{v_p - v_n}{v_p + v_n} \log \frac{n_1}{n_2}$$

anwenden; es ist ja nunmehr auch T und ebenso v_p bezw. v_n eine Funktion von x. Man darf diese Größen darum nicht mehr vor das Integrationszeichen setzen; man muß auf die Differentialformel zurückgehen:

$$X = - \frac{1}{e \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)} \left(v_p \frac{d P_p}{d x} - v_n \frac{d P_n}{d x} \right).$$

Im allgemeinen wird man auch in diesen verwickelteren Fällen $n_p = n_n = n$ und $\frac{d P_p}{d x} = \frac{d P_n}{d x} = \frac{d P}{d x}$ setzen dürfen; man erhält dann

$$X = - \frac{v_p - v_n}{e \cdot n \cdot (v_p + v_n)} \frac{d P}{d x}.$$

Wie man sieht, hängt auch hier wieder das Vorzeichen der Spannungsdifferenz ab von demjenigen der Differenz $v_p - v_n$. Ist v_n größer als v_p, was in der Regel zutrifft, so *nehmen in den angeführten Fällen die kälteren, weniger ionisierten Gaspartien eine negative Ladung infolge der Ionendiffusion an, die heißen stark ionisierten dagegen eine positive.*

Weiter sei bezüglich der Ionendiffusion der geschichtete Glimmstrom betrachtet. Wie die Untersuchung mittels der Methode der Querströme (vergl. S. 237) ergiebt, ist in den leuchtenden Partien des Glimmstromes die Ionisation größer als in den unmittelbar benachbarten dunklen Räumen, so im leuchtenden Anfang einer positiven Schicht größer als in ihrem dunklen Ende, in der negativen Glimmschicht viel größer als im dunklen Kathoden- und Zwischenraum. Das Gleiche gilt von der Temperatur der Ionen. Aus zwei Gründen fällt darum im Glimmstrom der Partialdruck ($P = k \cdot n \cdot T$) der Ionen von den leuchtenden Räumen nach den benachbarten dunklen ab. Es muß deshalb im Innern des Glimmstromes die Ionendiffusion als elektromotorische Kraft beim Übergang von einem leuchtenden zu einem dunklen Raume wirken.

Die genaue Berechnung der elektromotorischen Kraft durch Diffusion im Glimmstrom ist vorderhand noch nicht möglich. Vor allem gilt ja hier das Ohmsche Gesetz nicht mehr. Wir wollen indes eine untere Grenze für jene elektromotorische Kraft in der geschichteten positiven Lichtsäule aufsuchen, indem wir nur solche Näherungsannahmen machen, welche jene Kraft zu klein ergeben.

Erstens nehmen wir an, daß in erster Annäherung bei den nicht sehr großen räumlichen Variationen des Druckgefälles in der geschichteten positiven Säule das Ohmsche Gesetz, daß hier also die oben abgeleitete Formel für die elektrische Triebkraft noch gilt. Zweitens soll die kinetische Energie oder absolute Temperatur der positiven Ionen ebenso groß sein wie diejenigen der negativen. Weiter soll sie mit Annäherung räumlich konstant sein; wir berechnen also lediglich die aus der räumlichen Variation der Ionisation resultierende elektromotorische Kraft E_d. Unter den gemachten Annahmen dürfen wir setzen

$$E_d = 8{,}64 \cdot 10^{-5} \cdot T \cdot \frac{v_p - v_n}{v_p + v_n} \log \frac{n_1}{n_2} \text{ Volt.}$$

Da im Glimmstrom die negativen Ionen überwiegend negative Elektronen sind, so ist v_n viel größer als v_p, das Verhältnis $\frac{v_p - v_n}{v_p + v_n}$ negativ und nahezu gleich Eins; wir setzen es gleich $-0{,}8$. Das Verhältnis der Ionisation n_1 in dem leuchtenden Anfang einer Schicht zu derjenigen im dunklen Ende sei 5; es ist dann $\log \frac{n_1}{n_2} = 1{,}6$. Die maximale Temperatur der negativen Ionen berechnet sich aus der maximalen frei durchlaufenen Spannungsdifferenz ΔV gemäß der Formel:

$$T = \varkappa \cdot \frac{\varepsilon \cdot \Delta V_f}{300}$$

(vergl. S. 53). Da V_f in Wasserstoff ungefähr 30 Volt ist, so ergiebt sich für dieses Gas T maximal zu $1{,}8 \cdot 10^5$. Setzen wir T im Mittel gleich $9 \cdot 10^4$, so erhalten wir als untere Grenze für die elektromotorische Kraft durch Diffusion in der geschichteten Wasserstofflichtsäule: $E_d = -9{,}95$ Volt. Verteilt sich diese Spannungsdifferenz auf 1 cm, so betrüge die daraus resultierende mittlere innere elektrische Triebkraft, ausgedrückt in Spannungsgefälle, $9{,}95$ Volt $\times$ 1 cm^{-1}.

Damit ist die Berechtigung einer oben S. 339 gemachten Bemerkung erwiesen. Es ergiebt sich nämlich mittels der Methode der Querströme, daß die Ionisation und damit die Leitfähigkeit im leuchtenden Anfang einer positiven Schicht größer ist als in ihrem dunklen Ende. Andererseits ergiebt die Untersuchung der räumlichen Variation des Spannungsgefälles hier kleinere Werte als dort. Dürfte man die Leitfähigkeit in der geschichteten positiven Lichtsäule umgekehrt proportional dem Spannungsgefälle setzen, so müßte sie demnach im dunklen Ende groß, im leuchtenden Anfang klein sein, entgegen dem experimentellen Befund. Man muß indes die Leitfähigkeit λ umgekehrt proportional der Gesamtkraft X setzen $\left(\lambda = \frac{i}{X}\right)$. X aber setzt sich in der geschichteten positiven Lichtsäule aus dem Spannungsgefälle $-\frac{dV}{dx}$ und der inneren Triebkraft e_i infolge der Ionendiffusion zusammen. Es ist also

$$\lambda = i\Big/\left(e_i - \frac{dV}{dx}\right) \text{ oder auch } -\frac{dV}{dx} = \frac{i}{\lambda} - e_i.$$

Nun hat im leuchtenden Anfang einer Schicht nach der Kathodenseite oder dem dunklen Ende der vorangehenden Schicht zu e_i die entgegengesetzte Richtung zu $-\frac{dV}{dx}$, auf der Anodenseite, also im dunklen Ende der Schicht, die gleiche Richtung. Hier wird darum infolge von e_i das Spannungsgefälle kleiner, als dem Wert von λ entspricht, dort größer.

Zum Schlusse sei noch darauf aufmerksam gemacht, daß von der Anode des Glimmstromes die Ionisation nach dem Gasinnern zu abfällt. Vielleicht erklärt sich hieraus der Anodenfall. Auch unmittelbar an der Anode des Kohlenlichtbogens ist infolge der hier sehr starken Erhitzung die Ionisation größer als im Innern des Bogens. Daraus ergiebt sich durch Ionendiffusion eine elektromotorische Kraft, welche negative Ionen zur Kathode zu treiben sucht, also dem Abfall der elektrischen Spannung entgegengesetzt ist. Ob diese elektromotorische Kraft identisch ist mit dem Anodenfall des Kohlenlichtbogens, haben eingehendere Untersuchungen zu zeigen.

4. Elektromotorische Wirkung mechanischer Energie auf eine Doppelschicht.

Wie oben auseinandergesetzt wurde, entsteht infolge der Ionenadsorption in der Grenzschicht eines Gases gegen eine feste Oberfläche eine elektrische Doppelschicht, deren negative Seite auf der festen Oberfläche, deren positive im Gase liegt. Durch den Antrieb des strömenden Gases kann die positive Seite entgegen der elektrischen Anziehung aus der Grenzschicht fortgeführt werden, während die negative auf der festen Oberfläche zurückbleibt. Hierbei wird mechanische Energie des bewegten Gases in elektrische potentielle Energie verwandelt. Dank der Bildung einer Doppelschicht kann hier mechanische Energie als elektromotorische Kraft wirken, indem sie die Ionen des einen Vorzeichens in größerer Menge fortführt als die Ionen des entgegengesetzten Vorzeichens. Bei ruhendem Gase ist die Spannungsdifferenz in der Doppelschicht infolge der Ionendiffusion klein; durch die mechanische Energie wird zwischen der negativ bleibenden festen Oberfläche und dem weggetriebenen positiven Gase eine Spannungsdifferenz von mehreren Volt geschaffen.

Ähnlich wie in diesem wirkt in folgendem Falle mechanische Energie elektromotorisch an einer elektrischen Doppelschicht. Bestrahlt man ein ungeladenes Metall, z. B. Aluminium mit ultraviolettem Licht, so werden durch dieses negative Ionen (Elektronen) in das umgebende Gas frei gemacht, Aluminium selbst bleibt positiv zurück. Auf diese Weise entsteht wieder eine elektrische Doppelschicht; ihre negative Seite liegt im Gase, ihre positive auf dem Metall. Die größte Spannungsdifferenz, die man durch ultraviolette Bestrahlung zwischen Metall und Gas herstellen kann, beträgt etwa 2 Volt. Nun aber kann man wieder mechanische Energie an der Doppelschicht elektromotorisch wirken lassen. Man kann nämlich das negativ geladene Gas über der Metallfläche entgegen der elektrischen Anziehung wegblasen. Es vermag dann die Spannung auf dem bestrahlten Metall bis zu ungefähr 40 Volt zu steigen. Bläst man das Gas in eine Metallröhre, in dem in mehreren Querschnitten feine Drahtnetze angebracht sind, so nimmt sie die negative Ladung des Gases an sich. Verbindet man das bestrahlte positive Metall und die negative Metallröhre durch

ein empfindliches Galvanometer, so zeigt dieses einen Strom an. Man hat einen Stromkreis, in welchem zunächst das ultraviolette Licht elektromotorisch wirkt, indem es eine Doppelschicht schafft; dazu tritt aber dann noch die mechanische Energie als elektromotorische Kraft.

Die zwei hier besprochenen Fälle, in denen mechanische Energie an einer elektrischen Doppelschicht elektromotorisch wirkt, besitzen Bedeutung als Analoga zur Erklärung des Zustandekommens der Reibungselektrizität. In der Grenzfläche eines Isolators gegen einen anderen Körper bildet sich im allgemeinen eine elektrische Doppelschicht. Die positive Seite derselben ist dem einen Mittel zugewandt, die negative dem anderen. Schiebt man unter Erzeugung mechanischer Energie die beiden Mittel übereinander weg oder reibt sie aneinander, so wird entgegen der elektrischen Anziehung die positive Seite der Doppelschicht von dem einen Mittel mit fortgeführt, die negative von dem anderen. An vorspringenden Teilen der zwei Mittel wird dann entgegen der elektrischen Abstoßung unter Verbrauch mechanischer Energie die positive bezw. negative Schicht auf ein kleines Volumen zusammengeschoben und so eine hohe Spannung erzeugt.

Fünftes Kapitel.

Magnetische Kraft.

1. Allgemeines.

Nach der Maxwellschen Theorie besitzt eine ruhende elektrische Ladung kein Feld magnetischer Kraft. Wird sie in Bewegung gesetzt, so gewinnt sie ein magnetisches Feld. Dessen Intensität in einem in Bezug auf die Ladung festliegenden Punkte wächst mit der Geschwindigkeit, mit welcher sich die Ladung durch den Raum bewegt. *Vermöge seines magnetischen Feldes übt ein bewegtes Ion auf einen anderen Körper* mit einem magnetischen Feld, z. B. auf ein anderes bewegtes Ion oder einen Magneten, *eine magnetische Kraft aus;* ein Kathodenstrahlbündel vermag beispielsweise eine kleine, sehr leicht bewegliche Magnetnadel abzulenken.[1]) Wir wollen uns indes hier nicht

[1]) Hertz, W. A. 19, 798, 1883; v. Geitler, A. Ph. 5, 924, 1901; Ph. Z. 3, 257, 1902.



mit der magnetischen Kraft beschäftigen, welche von einem bewegten Ion ausgeübt wird, sondern mit derjenigen, welche von einem Magnetfelde auf ein bewegtes Ion ausgeübt wird.

Wir betrachten den einfachen Fall, daß ein Ion in einem Magnetfelde in der Richtung x eine Ablenkung erfährt. Die magnetische Feldstärke in den Richtungen x, y, z sei bezw. L, M, N; die Geschwindigkeiten des Ions seien $\frac{dx}{dt}$, $\frac{dy}{dt}$, $\frac{dz}{dt}$; seine Ladung sei ε. Hat die Geschwindigkeit des Ions gleiche Richtung mit der Feldstärke, so greift an ihm keine Kraft an. *Die magnetische Kraft, die auf ein Ion wirkt, steht senkrecht auf der Bewegungsrichtung des Ions und auf der Richtung der Feldstärke;* sie ist proportional dem Produkt aus Ladung, Geschwindigkeit und Feldstärke. Für die ablenkende Kraft in der Richtung X_m ergiebt sich folgender Ausdruck

$$X_m = \varepsilon \cdot \left(M \frac{dz}{dt} - N \frac{dy}{dt}\right),$$

oder bei Einführung der Indices für die positiven und negativen Ionen

$$X_{mp} = \varepsilon \cdot \left[M \left(\frac{dz}{dt}\right)_p - N \left(\frac{dy}{dt}\right)_p\right]$$
$$X_{mn} = - \varepsilon \cdot \left[M \left(\frac{dz}{dt}\right)_n - N \left(\frac{dy}{dt}\right)_n\right].$$

Bewegen sich positive und negative Ionen mit gleicher Geschwindigkeit in derselben Richtung, so greift an ihnen eine gleich große, aber entgegengesetzte Kraft an; bewegen sie sich in entgegengesetzter Richtung mit gleicher Geschwindigkeit, so werden sie mit gleich großer Kraft in derselben Richtung abgelenkt; ist ihre Geschwindigkeit verschieden groß, so gilt das Gleiche von der ablenkenden Kraft.

Der Anschaulichkeit wegen wollen wir den noch einfacheren Fall betrachten, daß die magnetischen Kraftlinien ausschließlich in der Richtung y verlaufen, daß also $L = N = 0$ ist, ferner daß die Ionen keine Geschwindigkeit in der Richtung y besitzen. Es wird dann

$$X_{mp} = \varepsilon \cdot M \left(\frac{dz}{dt}\right)_p, \quad X_{mn} = - \varepsilon \cdot M \left(\frac{dz}{dt}\right)_n.$$

Über die Wirkung der magnetischen Kraft auf eine selbständige Strömung sei folgende allgemein giltige Bemerkung gemacht. In der selbständigen Strömung treten in den Ionisierungspartien, so in der positiven Lichtsäule, im negativen Glimmlicht, als negative Ionen negative Elektronen in überwiegender Zahl auf. Diese aber besitzen, vermöge ihrer kleinen Masse, eine viel größere Geschwindigkeit als die positiven Atom- oder gar Molionen. Sie werden darum einerseits mit einer viel größeren Kraft abgelenkt, andererseits legen sie vermöge ihrer kleineren Masse bei der Ablenkung einen viel größeren Weg zurück als die positiven. Man sollte darum erwarten, daß eine selbständige Strömung im Magnetfeld räumlich in einen Strom positiver und einen Strom negativer Ionen auseinandergezogen wird. Dies ist indes nicht der Fall; die gesamte Strömung und somit auch die langsamen positiven Ionen werden von den stark abgelenkten negativen Ionen mitgenommen. Dies erklärt sich so. Im Innern eines selbständigen durchströmten Gases erfolgt die Ionisierung durch Ionenstoß (vgl. S. 57) ausschließlich durch die negativen Ionen. Werden diese durch die magnetische Kraft aus einem Teil des Gases weggeführt, so erlischt hier nach kurzer Zeit die Ionisation und damit auch die Strömung; und wo die negativen Ionen hingelenkt werden, da erzeugen sie durch ihren Stoß kräftige Ionisation und ermöglichen hier die selbständige Strömung. Auf diese Weise erklärt sich, warum *eine selbständige Strömung mit ihrem ganzen Querschnitt, also auch mit ihren langsamen positiven Ionen dahin abgelenkt wird, wohin die magnetische Kraft ihre negativen Ionen treibt.*

2. Magnetische Kraft auf die positive Lichtsäule.[1]

Die positive Lichtsäule des Glimmstromes möge in einem homogenen Magnetfeld senkrecht zu dessen Richtung stehen. Es bewegen sich dann in ihr die positiven und negativen

---

[1]) Plücker, P. A. **103**, 88, 151, 1858; **104**, 113, 622, 1858; **105**, 67, 1858; **107**, 77, 1859; Gassiot, Ph. Tr. 1858, 14; Th. Meyer, Beob. ü. d. geschicht. el. Licht, Berlin 1858, 23; De la Rive, C. R. **56**, 669, 1863; **74**, 1141, 1872; Arch. Gen. **2**, 34, 1858; **5**, 236, 1859; **27**, 289, 1866; **45**, 387, 1872; A. Ch. Ph. (4) **10**, 160, 1867; **20**, 103, 1870; **29**,

Ionen in entgegengesetzter Richtung, sie werden also beide nach derselben Seite abgelenkt.

In dem angenommenen Falle wird die positive Lichtsäule durch die magnetische Kraft auf die eine Seite der Glaswand zusammengedrückt; füllt sie ohne Magnetfeld den ganzen Querschnitt der Röhre aus (Fig. 125), so ist ihr Querschnitt im Magnetfeld viel kleiner (Fig. 126) und zwar um so kleiner, je größer die magnetische Feldstärke ist.

Von dem Querschnitt der Lichtsäule hängt, wenn sie geschichtet ist, die Schichtlänge ab. Durch die Querschnitts-

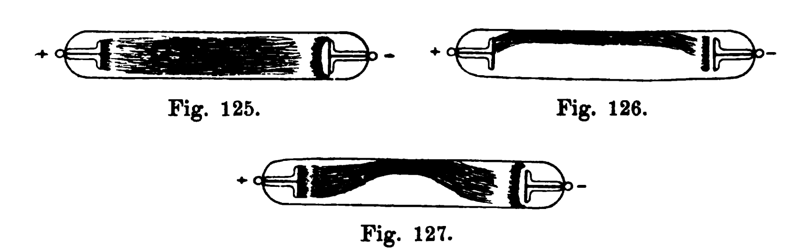


Fig. 125. Fig. 126.

Fig. 127.

verminderung im Magnetfeld wird darum die Länge der positiven Schichten verkleinert, ihre Zahl vermehrt.

Weiter ist das Spannungsgefälle in der positiven Lichtsäule bei konstanter Stromstärke um so größer, je kleiner der Querschnitt ist (vgl. S. 165). Ein Magnetfeld erhöht darum in der positiven Lichtsäule das Spannungsgefälle, indem es den Querschnitt verringert.

Erstreckt sich das Magnetfeld nicht auf die ganze positive Lichtsäule, sondern nur auf einen Teil, so wird nur dieser zur Seite an die Glaswand gedrückt und zusammengeschnürt, wie Fig. 127 zeigt.

207, 1873; Wüllner, P. A. **134**, 41, 1868; Trève, C. R. **70**, 36, 1870; Daniel, C. R. **70**, 808, 1870; De la Rive u. Sarasin, P. A. Jubelb. 1874, 1869; †Goldstein, B. B. 1876, 282; W. A. **11**, 832, 1880; Reitlinger u. Urbanitzky, W. B. **72**, 685, 1876; Bbl. **1**, 416, 1877; Crookes, Ph. Tr. 1879, 653; E. Wiedemann, W. A. **20**, 791, 1883; Henry, Ph. M. (5) **46**, 429, 1898; †E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **66**, 337, 1898; Phillips, Pr. R. S. **64**, 172, 1899; Pr. R. S. **68**, 147, 1901; S. P. Thompson, Ecl. El. **20**, 117, 1899; M. Toepler, W. A. **69**, 680, 1899; †Lehmann, A. Ph. **7**, 1, 1902; Pellat, C. R. **133**, 1200, 1901.

Erfüllt die positive Lichtsäule nicht, wie bisher angenommen wurde, den ganzen Querschnitt des Stromgefäßes, so wird sie im Magnetfeld zwar ebenfalls zur Seite gedrängt, erfährt aber nunmehr keine so beträchtliche Querschnittsänderung mehr; dafür verlängert sie sich, indem sie auf dem Umweg eines Bogens von der Anode zur Kathode läuft (Fig. 128).

Läßt man die positive Lichtsäule parallel zu dem Magnetfeld verlaufen, so erfährt sie durch diese keine Ablenkung,

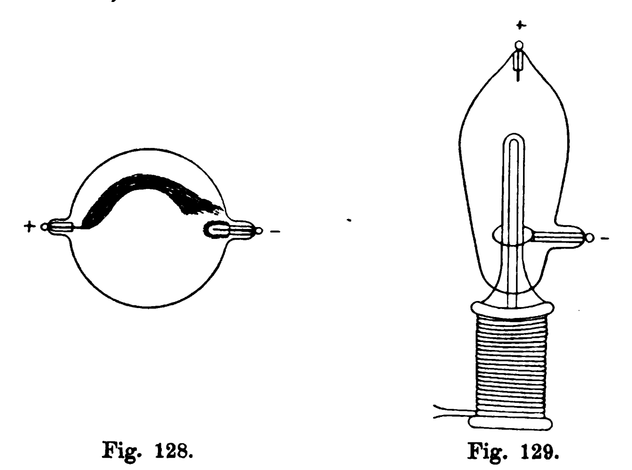


Fig. 128. Fig. 129.

solange der magnetische Einfluß auf das negative Glimmlicht ausgeschlossen bleibt. Wird dieses beeinflußt, so erfolgt auch eine Änderung in der positiven Lichtsäule, da diese von den negativen Ionen abhängt, welche aus dem negativen Glimmlicht kommen. Doch hiervon ist im folgenden Abschnitt die Rede.

Ordnet man ein Gefäß mit einer ringförmigen Kathode und einer stiftförmigen Anode so um die Hälfte eines Elektromagneten an, wie es die Fig. 129 zeigt, so rotiert die positive Lichtsäule um den ihr zunächst gelegenen Magnetpol.

3. Magnetische Kraft auf das negative Glimmlicht.[1])

Das negative Glimmlicht setzt sich (vergl. S. 125) aus drei Teilen zusammen, der ersten Kathodenschicht, dem dunklen

[1]) Vergl. Litt. S. 307. †Plücker, P. A. **103**, 100, 1858; **104**, 113, 1858; **107**, 88, 1859; •Th. Meyer, Beob. ü. d. geschicht. el. Licht,

Kathodenraum und der negativen Glimmschicht. Das Leuchten der ersten Kathodenschicht wird wenigstens zum Teil von den positiven Ionen (Kanalstrahlen) erregt, welche aus der negativen Glimmschicht heraus durch den dunklen Kathodenraum hindurch auf die Kathode zuschießen. Das Leuchten der Glimmschicht rührt her von den negativen Ionen (Kathodenstrahlen), welche von der ersten Kathodenschicht ausgehen.

Wie bereits dargelegt wurde, ist die Masse der Kathodenstrahlteilchen mehr denn tausendmal kleiner als diejenige der Kanalstrahlteilchen, ihre Geschwindigkeit ist demgemäß mehr als tausendmal größer. Aus diesem Grunde ist die ablenkende Kraft auf die Kathodenstrahlen viel größer als auf die Kanalstrahlen. Die von jenen zum Leuchten erregte Glimmschicht wird darum von einem Magnetfeld beträchtlich abgelenkt, die erste Kathodenschicht dagegen nur sehr wenig. Mit der Basis der negativen Glimmschicht wird durch die magnetische Kraft unter Umständen auch die erste Kathodenschicht verschoben. Diese wird indes hierbei nur mittelbar vom Magnetfeld beeinflußt, insofern mit der negativen Glimmschicht lediglich der Ausgangspunkt der Kanalstrahlen verschoben wird.

Da die negative Glimmschicht von den Kathodenstrahlen erzeugt wird, so gilt von ihrer Ablenkung durch die magnetische Kraft dasselbe, was oben S. 307 über die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen gesagt wurde. Sie rollt sich in einem transversalen homogenen Magnetfeld zu einer kreisförmigen Kurve, in einem geneigten Magnetfeld zu einer Schraubenlinie. Diejenigen Teile der negativen Glimmschicht, in denen die Kathodenstrahlen parallel zum Magnetfeld verlaufen, erfahren durch dieses keine Ablenkung. Die übrigen Teile dagegen werden um die magnetischen Kraftlinien herumgewickelt. Es seien folgende Formen der negativen Glimmschicht im Magnetfeld besprochen.

Fig. 130 stellt den Querschnitt des negativen Glimmlichtes an einer Drahtkathode dar. Verlaufen parallel zu dieser (senkrecht zur Bildebene) magnetische Kraftlinien, so

---

Berlin 1858, 23; Hittorf, P. A. **136**, 213, 1869; Crookes, Ph. Tr. 1879, 140; Domalip, Bbl. **5**, 153, 1881; Hertz, W. A. **19**, 807, 1883; E. Wiedemann, W. A. **20**, 791, 1883; †Lehmann, W. A. **22**, 323, 1884; A. Ph. **7**, 1, 1902; Riecke, A. Ph. **4**, 603, 1901.

wird das Glimmlicht so deformiert, wie es Fig. 131 zeigt. Wie aus ihr ersichtlich ist und wie ganz allgemein gilt, *erfährt die*

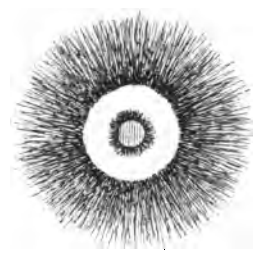


Fig. 130.

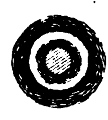


Fig. 131.

Länge des Kathodendunkelraumes im Magnetfeld an den Stellen eine Verringerung, wo die Kathodenstrahlen seitlich durch die magnetische Kraft abgelenkt werden. Verlaufen die magnetischen



Fig. 132.

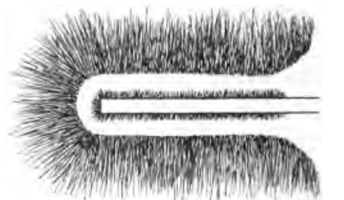


Fig. 133.

Kraftlinien senkrecht zur Drahtkathode (parallel zur Bildebene), so erhält man die in Fig. 132 dargestellte Form; hier ist der Kathodendunkelraum nur zum Teil verkürzt.

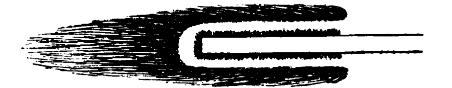


Fig. 134.

Bedeckt das negative Glimmlicht an einer längeren Drahtkathode noch nicht die ganze Oberfläche (Fig. 133), so wird seine Grundfläche durch ein zur Kathode paralleles, also zu seinen Strahlen senkrechtes Magnetfeld verkürzt (Fig. 134).

Wie bereits bemerkt wurde, hat eine Änderung der Lage des negativen Glimmlichtes durch ein Magnetfeld eine Änderung in der Lage des Anfanges der positiven Lichtsäule zur Folge. Dies erklärt sich eben daraus, daß die positive Lichtsäule zur

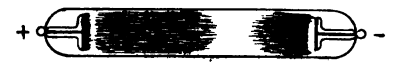


Fig. 135.

Innenionisierung die negativen Ionen aus dem Ende der negativen Glimmschicht erhält (vergl. S. 138). An dieses Ende muß darum der Anfang der positiven Lichtsäule immer An-



Fig. 136.

schluß suchen; wird jenes verlegt, so auch dieser. Es seien nachstehende typische Fälle betrachtet.

Fig. 135 stellt einen Glimmstrom ohne Magnetfeld dar;



Fig. 137.

in Fig. 136 ist an der Kathode ein transversales Magnetfeld erregt. Fig. 137 stellt bei niedrigem Druck einen Glimmstrom ohne Magnetfeld dar; das Ende der negativen Glimmschicht



Fig. 138.

reicht nahezu bis zur Anode; in dieser ist darum die positive Lichtsäule fast ganz verschwunden. In Fig. 138 ist an der Kathode dieses Glimmstromes ein transversales Magnetfeld erregt; die negative Glimmschicht ist verkürzt und ihr nach hat das Magnetfeld die positive Lichtsäule gleichsam aus der Anode herausgezogen.

Fig. 139 zeigt ebenfalls einen Glimmstrom ohne Magnetfeld; in Fig. 140 laufen die Linien eines starken Magnetfeldes in der Richtung Kathode-Anode; wie man sieht, schieben sich dann positive Ringe über die geradlinig gestreckte negative Glimmschicht; der Querschnitt der übrigen positiven Lichtsäule bleibt hierbei ungeändert. Ist jedoch die Kathode kurz und der Gasdruck passend gewählt, so bringt ein starkes



Fig. 139.

paralleles Magnetfeld eine Einschnürung der positiven Lichtsäule hervor. Auch diese Erscheinung erklärt sich aus der Abhängigkeit der positiven Lichtsäule von dem Weg der in ihr ionisierend wirkenden negativen Ionen. An der Kathode

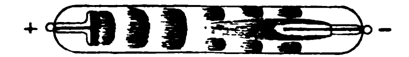


Fig. 140.

werden nämlich die negativen Ionen in der Glimmschicht auf einen dünnen nach der Anode zulaufenden Cylinder zusammengedrängt; an dessen kleine Endfläche muß die positive Lichtsäule notgedrungen Anschluß suchen, und dann kann sich ihr Querschnitt nicht mehr erweitern. Denn zu diesem Behufe müßten sich die negativen ionisierenden Ionen seitlich also senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien bewegen; dies erlaubt ihnen aber die Stärke des Magnetfeldes nicht.

4. Magnetische Kraft auf Lichtbogen und Funken.[1])

Läßt man magnetische Kraftlinien in der Richtung der Verbindungslinie der Pole eines Lichtbogens laufen, so stellt sich dieser, soweit es ihm der Auftrieb durch die kalte Luft

[1]) Davy, Ph. Tr. 1821, 427; Walker, P. A. **54**, 514, 1841; Daniell, P. A. **60**, 386, 1842; Casselmann, P. A. **63**, 588, 1844; De la Rive, P. A. **76**, 280, 1847; Quet, C. R. **34**, 805, 1852; Plücker, P. A. **104**, 624, 1858; Houston, Dingl. Journ. **204**, 457, 1872; Stanley,

erlaubt, in die Richtung des Magnetfeldes ein. Verlaufen die magnetischen Kraftlinien senkrecht zur Verbindungslinie der Pole, so wird der Lichtbogen seitlich abgelenkt und verlängert; bei Erhöhung der magnetischen Feldstärke zerreißt er schließlich. Man kann den Lichtbogen zur dauernden Rotation im Magnetfeld bringen, beispielsweise auf folgende Art. Man benützt einen feststehenden vertikalen Kohlenstift als Kathode, an seinem Ende umgiebt man ihn in kleinem Abstand mit einem horizontalen Kohlenring; dieser dient als Anode für den Lichtbogen. Erregt man dann senkrecht zu diesem ein vertikales Magnetfeld, so gerät er in sehr rasche Rotation; sein negatives, weiß glühendes Ende bleibt dabei auf dem Stift ruhig liegen.

Der elektrische Funke ist zum Teil ein Glimmstrom, zum Teil ein Lichtbogen. Wie dieser, und wie die positive Lichtsäule von jenem, wird er darum durch ein transversales Magnetfeld zur Seite abgelenkt. Ein Funkenstrom zeigt hierbei folgendes Verhalten. Der zweite Funke folgt der erwärmten Bahn des unmittelbar vorangehenden ersten Funkens. Da diese durch das Magnetfeld seitlich abgelenkt ist, so schlägt er bereits von vornherein eine seitlich gekrümmte Bahn ein; diese erfährt dann durch das Magnetfeld eine weitere Ablenkung. Das Gleiche ist mit den nächstfolgenden Funken der Fall; ein jeder hat eine längere und stärker gekrümmte Bahn als der vorhergehende, bis diese schließlich einen so großen Umweg darstellt, daß wieder ein Funke geradlinig zwischen den Polen überschlägt. Für das Auge fügen sich hierbei die einzelnen Funkenbahnen im Magnetfeld zu einer leuchtenden Fläche zusammen.

5. Der Kathodenfall im Magnetfeld.[1]

Wie oben S. 170 mitgeteilt wurde, ist der normale Kathodenfall bei unvollständig mit Glimmlicht bedeckter Kathode

---

Bbl. 15, 447, 1891; Lehmann, Elektr. Lichterschein., Halle 1898, 350; S. P. Thompson, Z. Elch. 2, 291, 1896; Plücker, P. A. 113, 262, 1861; Salomons, Ph, M. (5) 42, 245, 1896; Precht, W. A. 66, 676, 1898.

[1]) Der Inhalt dieses Abschnittes ist mit gütiger Erlaubnis des Herrn Riecke einer noch nicht veröffentlichten Untersuchung entnommen.

unabhängig von Gasdruck und Stromstärke, der abnormale Kathodenfall wächst dagegen mit sinkendem Gasdruck und zunehmender Stromstärke. Es entsteht die Frage, in welcher Weise der Kathodenfall des Glimmstromes von einem Magnetfeld beeinflußt wird. Zur Beantwortung dieser Frage benutzt man am besten folgende Versuchsanordnung. Als Kathode verwendet man einen cylindrischen bis auf 1,5 cm in einem Glasröhrchen steckenden Draht; diesem wird bis auf einen geeigneten Abstand vorn

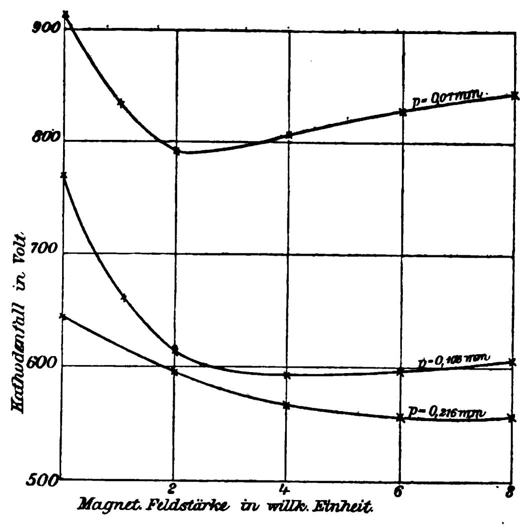


Fig. 141.

an der Spitze in senkrechter Stellung eine Sonde genähert; diese wird mit einem Elektrometer verbunden; dessen Gehäuse und die Drahtkathode werden zur Erde abgeleitet. Parallel zur Drahtkathode, also senkrecht zu den von seiner Mantelfläche ausgehenden Kathodenstrahlen, läßt man symmetrisch das Feld eines Elektromagneten laufen. Mit Hilfe dieser Versuchsanordnung erhält man folgende Resultate.

Der normale Kathodenfall ist unabhängig von einem transversalen Magnetfeld. Der abnormale Kathodenfall wird durch ein transversales Magnetfeld erniedrigt; geht man von kleinen Werten der magnetischen Feldstärke aus, so nimmt er bei deren Steigerung erst bis zu einem Minimum ab, dann wieder zu, um einem

wenig wachsenden Endwert zuzustreben. Das Minimum ist immer größer als der normale Kathodenfall; es wird für eine um so kleinere Feldstärke erreicht, je kleiner der Gasdruck ist; dies läßt die Fig. 141 erkennen.

Die Erniedrigung des abnormalen Kathodenfalls erklärt sich wahrscheinlich in folgender Weise. Im dunklen Kathodenraume ist die Ionisation gering, der Kathodenfall darum groß; dieser muß sich deshalb erniedrigen lassen durch Erhöhung der Ionisation. Diese aber wird dadurch erhöht, daß durch die magnetische Kraft die Kathodenstrahlen im dunklen Kathodenraume zur Seite gelenkt und zu einem längeren Wege in ihm genötigt werden; infolge des längeren Weges treffen sie innerhalb des Dunkelraumes auf mehr neutrale Gasmoleküle, ionisieren diese durch ihren Stoß und erhöhen so die Ionisation. Das Minimum des Kathodenfalls wird dann erreicht, wenn die Kathodenstrahlen beim Austritt aus dem Dunkelraume gerade in tangentialer Richtung an dessen Grenze gelangen. Eine weitere Erhöhung der magnetischen Feldstärke lenkt die negativen Kathodenstrahlteilchen entgegen der elektrischen Kraft zur Kathode zurück, induziert also eine Gegenkraft; zu deren Kompensation muß dann der Kathodenfall wieder steigen.

6. Einfluß eines Magnetfeldes auf die Elektrodenspannung und Stromstärke.[1])

In dem Kreise eines durch ein Gas fließenden elektrischen Stromes (i) soll außerhalb des Gases die elektromotorische Kraft (E) und der Widerstand (r) konstant gehalten werden. Ist V die auf dem Gase liegende Spannungsdifferenz oder die Elektrodenspannung, so gilt $i \cdot r = E - V$. Durch ein Magnetfeld kann nun ein Teil von V verändert werden, es wird dann

[1]) Gassiot, Pr. R. S. **10**, 269, 1850; Grove, Ph. M. (4) **16**, 22, 1858; De la Rive u. Sarasin, Arch. Gen. **41**, 14, 1871; P. A. Jubelb. 1874, 469; Wüllner, P. A. Jubelb. 1874, 45; Chautard, C. R. **79**, 1183, 1874; **80**, 1163, 1875; Hertz, W. A. **19**, 806, 1883; E. Wiedemann, W. A. **20**, 779, 1883; †Elster u. Geitel, W. A. **38**, 34, 1889; **41**, 166, 1890; **46**, 285, 1892; Righi, Mem. Bol. (4) **10**, 85, 1890; Rend. Linc. (4) **6** (2), 81, 1890; E. Wiedemann u. Ebert, Erlang. B. 1891, 36; Lehmann, W. A. **56**, 320, 1895; Mastricchi, Rend. Linc. (5) **5**, 171, 1896; N. C. (4) **7**, 277, 1898; Birkeland, F. 1896, II, 621; C. R.

auch die ganze Elektrodenspannung und damit auch die Stromstärke i verändert. Nimmt V zu oder ab, so wird umgekehrt i kleiner oder größer, gemäß der Differentialgleichung $r \cdot di = - dV$. Erreicht bei variablem Magnetfelde V ein Maximum, so geht i durch ein Minimum.

Ein Magnetfeld beeinflußt nun die Elektrodenspannung eines beliebigen Stromes durch ein Gas nicht, wenn dessen Stromlinien zusammenfallen mit den magnetischen Kraftlinien; es verändert sie im allgemeinen dann, wenn die Strom- und die Kraftlinien einen Winkel miteinander einschließen. Da ein Magnetfeld verschiedene Teile einer Strömung, vor allem im formenreichen Glimmstrome verschieden beeinflußt, so ist seine Wirkung auf die Elektrodenspannung eine sehr mannigfaltige, oft scheinbar widersprechende, je nach der Stromform, dem Gasdrucke, der Stromstärke und der gegenseitigen Orientierung der Strom- und der Kraftlinien. Es bietet kein Interesse, auf alle einzelnen Fälle einzugehen; es sei hier nur das Erklärungsprinzip gegeben und auf einige typische Erscheinungen angewendet.

Wir zerlegen die Elektrodenspannung in zwei Teile, den Kathodenfall K und der zwischen negativer Glimmschicht und Anode, also auf der positiven Lichtsäule liegenden Spannungsdifferenz P. Durch ein transversales Magnetfeld wird das Gefälle in der positiven Lichtsäule und darum auch deren Spannung P vergrößert, infolge der Querschnittsverminderung; unter Umständen wird P auch infolge der Verlängerung der Lichtsäule im Magnetfelde vergrößert. K wird durch ein transversales Magnetfeld verkleinert. Da $V = K + P$ gilt, so wird V vergrößert oder verkleinert, je nachdem die magnetische Wirkung auf P oder K überwiegt. Läßt man ein transversales Magnetfeld nur auf die Kathode wirken, so wird die Elektrodenspannung bei allen Gasdrucken verkleinert, sowie einmal der Kathodenfall abnormal geworden ist. Läuft das Magnetfeld an der Kathode parallel zu den Stromlinien, senkrecht dagegen

---

126, 586, 1898; Swinton, Pr. R. S. **60**, 179, 1896; †Paalzow u. Neesen, W. A. **63**, 209, 1897; Melani, N. C. (4) **5**, 320, 1897; †Warburg, W. A. **62**, 385, 1897; Neesen, Naturforscherv. Düsseldorf 1898, 29; Precht, W. A. **66**, 676, 1898; M. Töpler, W. A. **69**, 683, 1899; †Riecke, A. Ph. **4**, 592, 1901; Willows, Ph. M. (6) **1**, 250, 1901; Almy, Pr. Cambr. S. **11**, 183, 1901.

zur positiven Lichtsäule, oder ist es bei Transversalität dort schwach, hier stark, so wird die Elektrodenspannung durch die magnetische Kraft vergrößert und zwar um so mehr, je höher der Gasdruck ist. Bei niedrigen Gasdrucken ist nämlich P klein gegen K, seine Vergrößerung ist darum im Verhältnis zu V klein. Wirkt darum bei niedrigem Drucke ein transversales Magnetfeld gleichzeitig auf P und K, so wird V verkleinert, da K groß, P klein ist; bei höherem Drucke wird dagegen V vergrößert, da nunmehr P ebenfalls groß, ja unter Umständen größer als K ist.

Wird die Elektrodenspannung V einer beliebigen selbständigen Strömung durch ein transversales Magnetfeld bis nahe an deren elektromotorische Kraft erhöht, so erlischt die Strömung, oder geht in eine niedrigere Form über, beispielsweise von Bogen- in Glimm-, von Büschel- in Spitzenstrom. So kann man bei kleiner elektromotorischer Kraft durch ein starkes transversales Magnetfeld einen Lichtbogen zerreißen und auslöschen.

Zum Schlusse sei über den *Einfluß eines Magnetfeldes auf die lichtelektrische Zerstreuung* Folgendes mitgeteilt. Der lichtelektrische Strom besteht darin, daß negative Ionen, die durch ultraviolettes Licht von der Kathode losgelöst werden, unter dem Antriebe des Spannungsgefälles nach der Anode sich bewegen. Läßt man hierbei magnetische Kraftlinien von der Anode nach der Kathode laufen, so ist entweder keine Änderung der Stärke des photoelektrischen Stromes zu beobachten, oder eine geringe Erhöhung; diese wird dadurch verursacht, daß ein seitliches Abirren der negativen Ionen von der Richtung Kathode-Anode durch das Magnetfeld verhindert wird.

Läßt man magnetische Kraftlinien senkrecht zu einem lichtelektrischen Strom in einem stark verdünnten (unter 1 mm) Gase verlaufen, so wird dieser geschwächt, ja durch ein sehr starkes Magnetfeld bei schwachem elektrischen Felde fast unterdrückt. Die negativen Ionen werden nämlich aus der Richtung Kathode-Anode heraus gegen die Gefäßwand abgelenkt und können nur in langsamer Bewegung die Anode erreichen.

7. Magnetische Wirkung auf den Entladeverzug.[1])

Die elektrische Selbstentladung (vergl. S. 218) erfolgt dadurch, daß sekundär erzeugte Ionen von der elektrischen Kraft des statischen Feldes in der Richtung Kathode-Anode in Bewegung gesetzt werden und dann durch ihren Stoß neue Ionen erzeugen. Dieser Vorgang beginnt, sowie die Spannungsdifferenz der Elektroden gleich der Anfangsspannung der Selbstentladung geworden ist. Die Zeit von diesem Momente bis zu dem Eintritt der Selbstentladung heißt der Entladeverzug; während desselben erfolgt eine von einer Elektrode ausgehende Ionisierung durch den Stoß der Ionen, welche sich in der Richtung Kathode-Anode bewegen. Der Entladeverzug kann auf zwei Arten vergrößert werden. Erstens kann man dem elektrischen Felde sehr wenige sekunkär erzeugte Ionen darbieten, zweitens kann man die Bewegung der Ionen in der Richtung Kathode-Anode erschweren. Dies kann durch die magnetische Ablenkung geschehen. In der That *wird bei kleinen Drucken der Entladeverzug durch ein transversales Magnetfeld vergrößert.* Besonders deutlich tritt diese Wirkung dann hervor, wenn an der Kathode die zu den elektrischen Kraftlinien senkrecht stehende magnetische Feldstärke groß ist.

Im vorangehenden Abschnitte wurde vorausgesetzt, daß der Strom, dessen Elektrodenspannung durch ein Magnetfeld verändert wird, stationär ist. Wenn er dies nicht ist, wenn er also pulsiert oder ein Wechselstrom ist, so ist die Wirkung eines Magnetfeldes auf seine Stärke und seine Elektrodenspannung noch verwickelter, da nunmehr durch die magnetische Kraft auch der Entladeverzug verändert wird. Wenn dieser eine Verlängerung erfährt, so wird die Zahl der Pulsationen des Stromes in der Zeiteinheit verkleinert; die Höhe des Tones in einem eingeschalteten Telephon wird verändert. Infolge des vergrößerten Entladeverzuges kann auch die Elektrodenspannung beträchtlich über den Wert der Anfangsspannung steigen, ohne daß Selbstentladung erfolgt. Tritt diese aber dann schließlich ein, so setzt sie entsprechend der höheren Elektrodenspannung auch eine größere Elektrizitätsmenge zwischen den Elektroden in Bewegung, als ohne das transversale Magnetfeld.

---

[1]) Warburg, B. B. 1897, 72; Stark, Ph. Z. 2, 382, 1901.

8. Elektromotorische Wirkung der magnetischen Kraft.

Bewegen sich die positiven und die negativen Ionen in gleicher Richtung senkrecht zu magnetischen Kraftlinien, so werden sie in entgegengesetzter Richtung abgelenkt; die magnetische Kraft wirkt dann elektromotorisch auf die bewegten Ionen; es entsteht in der Richtung der Ablenkung eine Spannungsdifferenz. Zur Berechnung der im Magnetfelde induzierten elektromotorischen Kraft E_m bezw. der ihr entsprechenden Triebkraft wenden wir wieder die Formel an

$$X = \frac{1}{(v_p + v_n)} (v_p \cdot X_p + v_n X_n).$$

Es mögen sich nun die positiven und negativen Ionen mit gleicher Geschwindigkeit in derselben Richtung bewegen. Es ist dann X_n und X_p gleich zu setzen, so daß $X_p = X_n$ wird. Da nach S. 397

$$X_p = \left[M \frac{dz}{dt} - N \frac{dy}{dt}\right]$$

ist, so erhält man für die Ladungseinheit

$$X = \left[M \frac{dz}{dt} - N \frac{dy}{dt}\right].$$

Bewegen sich die Ionen nur in der Richtung z, so ist

$$X = M \frac{dz}{dt}.$$

Ist zwischen den Punkten x_1 und x_2 die Feldstärke M und die Geschwindigkeit konstant, so ist die elektromotorische Kraft E_m, zwischen diesen beiden Punkten $E_m = \int_{x_1}^{x_2} X dx = M \cdot (x_2 - x_1) \cdot \frac{dz}{dt}$.

Das Produkt $(x_2 - x_1) \cdot \frac{dz}{dt}$ stellt die in der Zeiteinheit von der Strecke $(x_2 - x_1)$ senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien zurückgelegte Fläche dar; da M die Zahl der Kraftlinien durch die Flächeneinheit ist, so stellt das Produkt $M \cdot (x_2 - x_1) \cdot \frac{dz}{dt}$, also *die durch das Magnetfeld induzierte elektromotorische Kraft* E_m, *die Zahl der in der Zeiteinheit von der betrachteten Leiterstrecke geschnittenen Kraftlinien dar.* Der hier angenommene einfache

Fall der magnetisch induzierten elektromotorischen Kraft kann für Gase auf folgende Art[1]) verwirklicht werden.

Man bringt eine Flamme, die aus einem Flachbrenner in Form eines dünnen Bandes aufsteigt, so in ein horizontales homogenes Magnetfeld, daß dessen Kraftlinien senkrecht zu der Breitseite der Flamme stehen. In gleicher Höhe läßt man in die vertikalen Schmalseiten der Flamme zwei Platindrähte tauchen; diese verbindet man durch ein empfindliches Galvanometer. Solange dann das Magnetfeld nicht erregt ist, zeigt das Galvanometer keinen Strom an, wohl aber dann, wenn es erregt ist. Dieser Strom ist um so stärker, je größer die

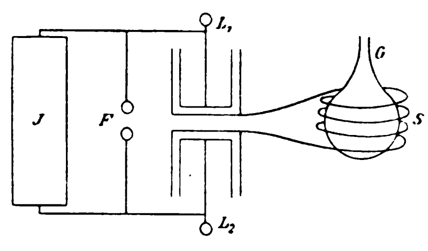


Fig. 142.

magnetische Feldstärke ist, je schneller die Flammengase aufsteigen und je breiter die Flamme ist.

Die Größen $\frac{dx}{dt}$ und $\frac{dy}{dt}$ stellen die relativen Geschwindigkeiten zwischen den Ionen des betrachteten Leiters und den magnetischen Kraftlinien dar. Zur Gewinnung einer elektromotorischen Kraft können sich statt der Ionen auch die Kraftlinien bewegen. Der gleiche Erfolg ergiebt sich, wenn die magnetische Feldstärke zeitlich sich ändert. Ist der betrachtete Leiter linear und in sich geschlossen, so ist die in ihm induzierte elektromotorische Kraft gleich der Zahl der Kraftlinien, welche in der Zeiteinheit durch die von ihm umschlossene Fläche hindurchgehen. Dieser Fall liegt vor bei dem bereits erwähnten *elektrodenlosen Ringstrom.*[2]) Über dessen Erzeugung und Eigenschaften sei Folgendes mitgeteilt.

---

[1]) Blondlot, C. R. 128, 1497, 1899.
[2]) Vergl. Litt. S. 149.

In Fig. 142 bedeutet J ein mit unterbrochenem Gleich- oder mit Wechselstrom gespeistes Induktorium, F eine Funkenstrecke, L_1 und L_2 zwei oder mehrere Leydener Flaschen. Deren innere Belege sind mit den Polen der Funkenstrecke verbunden, die äußeren durch eine dickdrahtige Spule S von 5—20 Windungen. In das Innere dieser Spule taucht ein mit verdünntem Gase gefülltes kugelförmiges Gefäß G. Sowie in F ein Funke übergeht, entstehen in dem Kreise F-L_1-S-L_2-F elektrische Schwingungen von großer Periode, Teslaschwingungen. Diese setzen einmal längs ihres Kreises eine große Elektrizitätsmenge in Bewegung, andererseits ist die zeitliche Variation ihrer Stromstärke sehr schnell. Sie erzeugen darum in der Axe der Spule S ein momentan starkes und sehr schnell wechselndes Magnetfeld. Durch dieses kann deshalb in einem in S befindlichen Leiter eine große elektromotorische Kraft induziert werden.

Wir betrachten in unserem Falle des verdünnten Gases einen geschlossenen am Rande des Gefäßes G anliegenden Ring verdünnten Gases, dessen Axe die Länge $l = 2\pi r$ hat. Ist die momentan in ihm induzierte elektromotorische Kraft E_m, so ist die entsprechende Triebkraft $\frac{E_m}{l}$. Durch diese Triebkraft werden die wenigen sekundär vorhandenen Ionen in Bewegung gesetzt, und zwar sowohl die negativen wie die positiven. Ist die mittlere freie Weglänge der negativen Ionen λ_n, so kann solange keine Ionisierung durch Ionenstoß eintreten, als das Produkt $\lambda_n \cdot \frac{E_m}{l}$ kleiner ist als die Ionisierungsspannung der negativen Ionen ΔV_{mn}, die in Luft ungefähr 40 Volt beträgt. Bei hohen Gasdrucken vermehrt darum die induzierte Kraft die Ionisation in G nicht. Ist dagegen $\lambda_n \cdot \frac{E_m}{l} > \Delta V_{mn}$ bei Erniedrigung des Gasdruckes geworden, so beginnt Ionisierung durch Ionenstoß; durch das hin- und herschießende Magnetfeld wird nunmehr in dem Gase reichlich Ionisation geschaffen, gleichzeitig beginnt das Gas in Luft rötlich zu leuchten und sich zu erwärmen. Bei weiter abnehmendem Gasdrucke nimmt die Ionisation und die Temperatur erst bis zu einem Maximum zu und dann wieder ab, und schließlich wird der Ringstrom überhaupt nicht mehr hervorgebracht. Dies erklärt sich so.

In dem Gefäße G müssen die Ionen auf einer gekrümmten Bahn sich bewegen; ist deren Radius ϱ, die Geschwindigkeit der Ionen v, ihre Masse μ, so werden sie senkrecht zu der induzierten Kraft $\varepsilon \cdot \frac{E_m}{l}$ in radialer Richtung von der Zentrifugalkraft $\mu \frac{v^2}{\varrho}$ nach der Wand des Gefäßes G getrieben. Die erste Folge dieser Centrifugalkraft ist, daß der Ringstrom an die Gefäßwand ringartig von der Gefäßmitte weg gedrängt wird. Die zweite Folge ist, daß die Ionen kinetische Energie an die Gefäßwand tragen; je größer ihre mittlere freie Weglänge, also je kleiner der Gasdruck ist, desto mehr Ionen erreichen die Gefäßwand, ohne daß sie auf ihrem Wege auf neutrale Gasteilchen treffen und diese durch ihren Stoß ionisieren; desto kleiner muß darum die Ionisation werden. Bei niedrigem Gasdrucke erreichen auch die für die Einleitung des Ringstromes notwendigen sekundär erzeugten Ionen die Gefäßwand, ohne auf dem Wege bis dahin ihre kinetische Energie an neutrale Teilchen unter Ionisierung abzugeben. Deshalb wird dann der Ringstrom unmerklich klein. Je weiter das Gefäß G ist, desto kleiner ist unter sonst gleichen Umständen der Druck, bei welchem der Ringstrom erlischt.

9. Der Hall-Effekt in Gasen.[1]

Eben wurde die elektromotorische Wirkung der magnetischen Kraft für den Fall betrachtet, daß sowohl die positiven wie die negativen Ionen in derselben Richtung relativ zu magnetischen Kraftlinien sich bewegen. Sie kann auch für den Fall eintreten, daß die zwei Ionenarten in entgegengesetzter Richtung sich bewegen, wie es im elektrischen Strome der Fall ist. Dann haben in der Formel für die elektrische Triebkraft

$$X = \frac{1}{v_p + v_n} (v_p \cdot X_p + v_n \cdot X_n)$$

X_p und X_n entgegengesetztes Vorzeichen. Nehmen wir wieder den einfachen Fall an, daß sich die Ionen nur in der Richtung z senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld von der

[1] Boltzmann, W. A. 31, 789, 1887; Marx, A. Ph. 2, 798, 1900.

Stärke M und zwar im elektrischen Strome sich bewegen. Es ist dann

$$\left(\frac{dz}{dt}\right)_p = v_p \cdot Z_p, \quad \left(\frac{dz}{dt}\right)_n = -v_n \cdot Z_n,$$

wo Z die Kraft auf das positive bezw. negative Ion in der Richtung z ist. Es ist darum

$$X_p = M \cdot v_p \cdot Z_p, \quad X_n = -M \cdot v_n \cdot Z_n,$$

$$X = \frac{M}{v_p + v_n}(v_p^2 \cdot Z_p - v_n^2 \cdot Z_n).$$

Ist $Z_p = Z_n = -\frac{dV}{dx} = Z$, also gleich dem Spannungsgefälle des elektrischen Stromes in der Richtung z, so wird $X = M \cdot (v_p - v_n) Z$. In Fig. 143 ist die räumliche Beziehung der drei Größen M, Z und X gegeben. Durch die Strichelung ist ein Stück des von oben nach unten laufenden plattenförmigen Leiters angedeutet. Die magnetische Feldstärke M, die stromerzeugende elektrische Kraft Z und die durch die elektrische Strömung im Magnetfeld induzierte Triebkraft X stehen im Raume senkrecht aufeinander. Die entsprechende elektromotorische Kraft E_m, die im stationären Zustand durch eine entgegengesetzt gleich große Spannungsdifferenz kompensiert wird, erhält man durch Integration zwischen x_1 und x_2

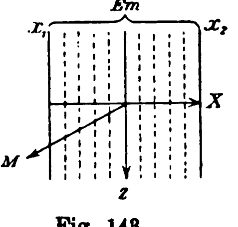


Fig. 143.

$$E_m = \int_{x_1}^{x_2} X \cdot dx = M \cdot (v_p - v_n) \cdot (x_2 - x_1) \cdot Z.$$

Diese Hallsche Spannungsdifferenz ist demnach proportional der Differenz der Ionengeschwindigkeiten $(v_p - v_n) \cdot Z$, *ferner proportional der magnetischen Feldstärke* M *und der Breite* $(x_2 - x_1)$ *des durchströmten Leiters.*

Da in Gasen die Geschwindigkeiten der positiven und der negativen Ionen verschieden groß sind, so ist zu erwarten, daß in einem durchströmten Gase ein transversales Magnetfeld den Hall-Effekt hervorbringt. Indes wird dieser in selbständigen

Strömungen durch die magnetische Ablenkung der ganzen Strombahn verdeckt. Wie oben S. 398 dargelegt wurde, läßt ein transversales Magnetfeld die Ionisation einer selbständigen Strömung nicht unverändert; vielmehr lenkt sie dieselbe zusammen mit den ionisierend wirkenden negativen Ionen ab. Wohl aber kann sich der Hall-Effekt in unselbständigen Strömungen zeigen, in denen an allen Punkten des Gases die Ionisation unabhängig von dem Magnetfeld durch einen sekundären Ionisator aufrecht erhalten wird.

Bis jetzt wurde der Hall-Effekt in einem durchströmten Flammengase nachgewiesen.

Siebenter Teil.

Thermische, optische und chemische Wirkungen.

Erstes Kapitel.

Thermische Wirkungen.

1. Temperatur der Ionen und neutralen Teilchen.[1])

Indem die Ionen im elektrischen Strome eine Spannungsdifferenz frei durchlaufen, nehmen sie kinetische Energie an. Hierbei ist der Zuwachs ihrer kinetischen Energie $(\frac{1}{2}\mu v^2_\lambda)$ proportional der frei durchlaufenen Spannungsdifferenz $(\varepsilon \cdot \Delta V_f)$. Bei Abwesenheit eines elektrischen Spannungsgefälles, also im stromlosen Zustand ist die mittlere kinetische Energie oder mittlere absolute Temperatur der Ionen gleich derjenigen der umgebenden neutralen Moleküle $(\frac{1}{2}\mu v_o^2$ bezw. $T_o)$; im elektrischen Strome dagegen ist sie größer; sie ist nämlich im Mittel gleich $\frac{1}{2}\mu\left(v_o^2 + \frac{v^2_\lambda}{2}\right)$ bezw. $T_o + T_\lambda$. *Die Differenz* (T_λ) *zwischen der mittleren absoluten Temperatur der Ionen und derjenigen der neutralen Teilchen ist proportional zu* $\frac{1}{2}\mu v^2_\lambda$, *also zu* $\frac{1}{2}\varepsilon \cdot \Delta V_f$, *demnach um so größer, je größer die frei durchlaufene Spannungsdifferenz ist; und diese wächst im allgemeinen mit der mittleren freien Weglänge.* In festen und flüssigen Leitern ist die freie Weglänge der Ionen klein; die spez. Geschwindigkeit ist darum ebenfalls klein. In diesen Leitern ist deshalb jene Differenz zwischen der Temperatur der Ionen und der neutralen Gasteilchen klein; man kann in ihnen mittels eines elektrischen

[1]) Stark, A. Ph. 7, 425, 1902; vergl. S. 53.

Feldes die Temperatur der Ionen nicht erhöhen, ohne diejenige der neutralen Teilchen um fast ebensoviel größer zu machen. *In Gasen dagegen, besonders in verdünnten, ist die freie Weglänge der Ionen groß, darum kann in ihnen die Temperatur der Ionen einerseits sehr große Werte annehmen, andererseits viel größer sein als diejenige der neutralen Teilchen.*

Indem die Ionen am Ende ihrer freien Weglänge auf andere Teilchen, insbesondere neutrale Moleküle, stoßen, geben sie unter Sinken ihrer Temperatur an diese einen Teil ihrer kinetischen Energie ab; sie gewinnen diese wieder, indem sie nach dem Zusammenstoß auf ihrer freien Weglänge von neuem kinetische Energie aus dem elektrischen Felde zugeführt erhalten. *Einerseits gewinnen also im elektrischen Strome die neutralen Moleküle kinetische Energie von den höher temperierten Ionen, andererseits ergänzen diese den Verlust beständig wieder aus der Energie des elektrischen Feldes.* Auf diese Weise wird durch das Spannungsgefälle des elektrischen Feldes unter Vermittelung der Ionen die Temperatur des durchströmten Leiters erhöht. Ist der stationäre Zustand eingetreten, die Temperatur des Leiters also konstant geworden, so giebt dieser in der Zeiteinheit ebensoviel kinetische Energie (Wärme) nach außen durch Leitung und Strahlung ab, als er von den elektrisch bewegten Ionen zugeführt erhält.

2. Spannungsgefälle und Temperatur.[1]

In den festen und flüssigen Leitern gilt das Ohmsche Gesetz; in ihnen ist also in einem jeden Querschnitt die Geschwindigkeit der Ionen proportional dem dort herrschenden Spannungsgefälle bei Abwesenheit innerer Triebkräfte. Darum ist in ihnen auch die kinetische Energie der Ionen und somit auch die von diesen erhöhte Temperatur der neutralen Teilchen um so größer, je größer in einem Querschnitt das Spannungsgefälle ist. Oder mit anderen Worten *bei Giltigkeit des Ohmschen Gesetzes kommt die von den Ionen geleistete elektrische Arbeit als Wärme des durchströmten Leiters in denselben Querschnitten zum Vorschein, in denen sie geleistet wurde.* Dies gilt nicht mehr für Gase an denjenigen Stellen, wo das Ohmsche Gesetz nicht mehr zutrifft.

[1]) Stark, A. Ph. 5, 106, 1901.

Seine größte kinetische Energie besitzt ein Ion im elektrischen Strome am Ende seiner freien Weglänge; hier giebt es auch an neutrale Teilchen die kinetische Energie ganz oder teilweise ab, die es auf seinem freien Wege durch das elektrische Spannungsfeld an sich angesammelt hat. Je größer nun die freie Weglänge ist, desto größer wird die räumliche Differenz zwischen dem Ort der Abgabe der Energie an das umgebende Medium und den Orten, an denen das elektrische Feld Arbeit an dem Ion geleistet hat. Und ist das Spannungsgefälle in diesem Falle am Anfange der freien Weglänge groß, am Ende klein, so erscheint die Temperaturerhöhung der Ionen und des Mediums von den Orten großen Spannungsgefälles, nach denjenigen kleinen Gefälles verschoben. Es gilt eben dann das Ohmsche Gesetz nicht mehr, *zwischen dem Spannungsgefälle und der elektrischen Temperaturerhöhung ist ein räumlicher Gangunterschied vorhanden.*

Ist die Spannungsdifferenz zwischen zwei Querschnitten $(V_1 - V_2)$, die Stromstärke i, so ist die zwischen ihnen in der Zeiteinheit geleistete elektrische Arbeit $i \cdot (V_1 - V_2)$. Bei Giltigkeit des Ohmschen Gesetzes und Abwesenheit innerer elektromotorischer Kräfte ist die zwischen den zwei Querschnitten Q_1 und Q_2 in der Zeiteinheit elektrisch erzeugte Wärme proportional $i \cdot (V_1 - V_2)$ oder auch proportional zu $i^2 \cdot r$, wo r den Widerstand zwischen ihnen bedeutet; man kann so von der erzeugten Wärme auf den Widerstand schließen. Das Vorstehende ist nicht mehr zutreffend, wenn das Ohmsche Gesetz nicht mehr gilt, wenn die freie Weglänge der Ionen groß ist. Die elektrische Arbeit $i \cdot (V_1 - V_2)$ tritt dann zusammen mit den positiven und negativen Ionen aus dem Raume zwischen Q_1 und Q_2 teilweise heraus, an den positiven Ionen nach der Kathode, an den negativen nach der Anode zu. Dafür erhält aber der Raum Q_1, Q_2 aus dem vor und hinter ihm liegenden Raume kinetische Energie zugeführt. Es sind nun drei Fälle möglich. Erstens kann der Raum Q_1, Q_2 mehr Energie abgeben als er zugeführt erhält, dann nimmt er eine niedrigere Temperatur an, als der in ihm geleisteten Arbeit entspricht; es ist in ihm der Spannungsabfall größer als vor oder hinter ihm. Zweitens kann er mehr zugeführt erhalten, als er selbst abgiebt, dann nimmt er eine höhere Temperatur an, als er nach dem Ohmschen Gesetze

sollte; dies rührt daher, daß der Spannungsabfall in ihm kleiner ist als vor und hinter ihm. Drittens kann der Raum Q_1, Q_2 ebensoviel kinetische Ionenenergie zugeführt erhalten, als er selbst beiderseits abgiebt. In diesem Falle ist es geradeso, wie wenn die in ihm geleistete elektrische Arbeit auch an Ort und Stelle in Wärme des durchströmten Leiters umgesetzt würde.

Da in Gasen, besonders in stark verdünnten, das Ohmsche Gesetz nicht mehr gilt, so zeigt sich in ihnen die eben allgemeine besprochene Erscheinung des Gangunterschiedes zwischen Temperatur und Spannungsgefälle.

3. Erwärmung im Glimmstrom.[1])

Räumliche Variation der Temperatur. — Im Glimmstrom ist an verschiedenen Stellen die Temperatur des Gases verschieden groß; man kann ihre Werte an verschiedenen Stellen durch eintauchende Thermometer oder noch besser mittels eines Bolometers, das nach Art der auf S. 21 beschriebenen Versuchsanordnung verschiebbar ist, miteinander vergleichen. Die Fig. 144 zeigt graphisch eine bolometrisch erhaltene Messungsreihe für einen Glimmstrom bei 0,1 mm Druck und 1 Milliampère Stromstärke in einer 1 cm weiten Röhre. Wie man sieht, ist die Temperatur in der negativen Glimmschicht am größten. Und doch ist hier (vergl. S. 161) das Spannungsgefälle am kleinsten; an der Kathode des Glimmstromes ist eben die Abweichung vom Ohmschen Gesetz besonders groß; darum ist hier auch ein großer Gangunterschied zwischen Spannungsgefälle und Temperatur vorhanden.

[1]) Ritter, 1801; Gassiot, Ph. M. 1838, 436; (4) **7**, 97, 1854; P. A. **46**, 330, 1839; Grove, 1840; Walker, P. A. **55**, 62, 1842; Neef, P. A. **66**, 414; **69**, 141, 1845; De la Rive, P. A. **76**, 279, 1847; **131**, 455, 1867; Despretz, C. R. **37**, 369, 1853; † G. Wiedemann, P. A. **158**, 67, 1876; De la Rue u. Müller, C. R. **86**, 1072, 1878; Naccari u. Bellati, Atti Ist. Ven. **14**, 1, 1878; E. Wiedemann, W. A. **6**, 298, 1879; **10**, 226, 1880; **20**, 761, 1883; Hittorf, W. A. **6**, 577, 1879; **21**, 128, 1884; Hasselberg, Bbl. **4**, 132, 1880; Bückmann, Bbl. **6**, 256, 1881; Goldhammer, Bbl. **9**, 463, 1885; Guglielmo, Bbl. **9**, 597, 1885; Pupin, Am. J. Sc. **43**, 263, 1892; Warburg, W. A. **54**, 265, 1894; † Paalzow u. Neesen, W. A. **56**, 276, 1895; Lehmann, W. A. **55**, 377, 1895; † Wood, W. A. **59**, 243, 1896; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **66**, 321, 1898; Villard, C. R. **130**, 1614, 1900; Kerkhof, A. Ph. **4**, 327, 1901.

Im dunklen Zwischenraum ist die Temperatur kleiner als in der negativen Glimmschicht und in der positiven Licht-

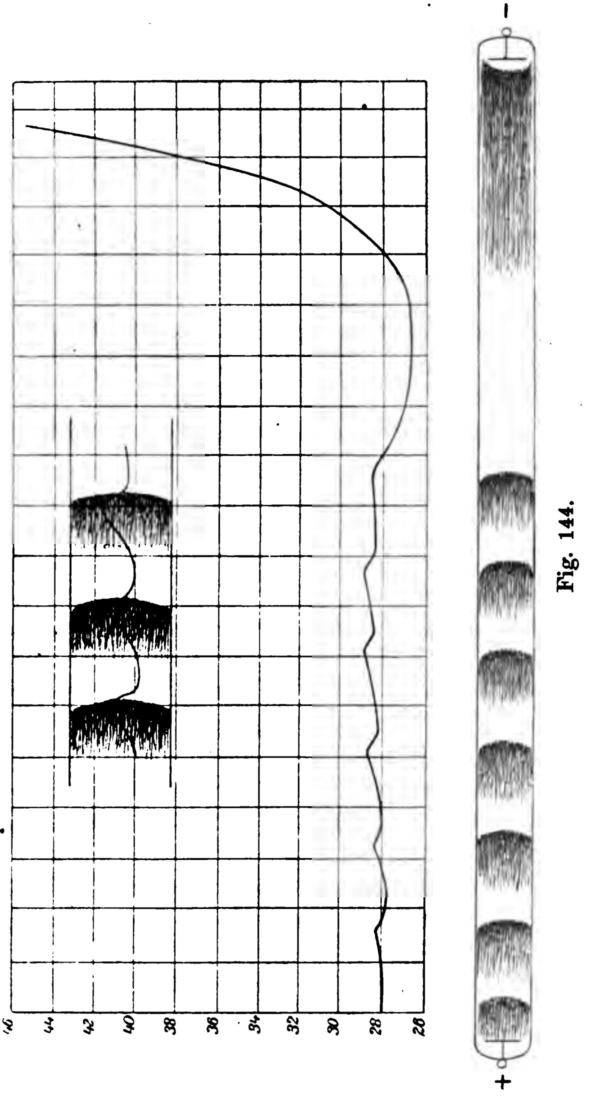


Fig. 144.

säule, mag diese geschichtet sein oder nicht. In der positiven ungeschichteten Lichtsäule ist die Temperatur räumlich konstant; ist sie geschichtet, so besitzt die Temperatur in dem dunklen

Ende einer jeden Schicht ein relatives Minimum, im leuchtenden Anfang ein relatives Maximum. Dies scheint im Einklang mit der Beobachtung zu stehen (vergl. S. 161), daß auch das Spannungsgefälle im leuchtenden Anfang einer Schicht ein relatives Maximum, im dunklen Ende ein Minimum besitzt; es scheint demnach in der geschichteten Lichtsäule das Ohmsche Gesetz zu gelten, insofern die elektrische Arbeit da als Joulesche Wärme zum Vorschein kommt, wo sie von dem Spannungsgefälle geleistet wurde. Indessen ist dies in Wirklichkeit nicht der Fall; vielmehr giebt eine jede Schicht die aus ihrer Spannungsdifferenz gewonnene kinetische Ionenenergie in den leuchtenden Anfang der nächstfolgenden Schicht ab und erhält selbst die Wärme ihres eigenen Anfanges von der vorausgehenden Schicht zugeführt.

Temperatur der Ionen. — Es wäre verfehlt, die bolometrisch ermittelte Temperatur im Glimmstrom den Ionen zueignen zu wollen. Sie ist nicht einmal genau gleich der mittleren Temperatur des Gases; durch seine Gegenwart erniedrigt nämlich das Bolometer die Temperatur an der Stelle des Gases etwas, wo es sich eben befindet. Immerhin aber kann mit Annäherung die bolometrisch ermittelte Temperatur gleich der mittleren Temperatur des Gases gesetzt werden.

Es fällt nun auf, wie das Gas im Glimmstrom eine verhältnismäßig so niedrige Temperatur besitzen und dabei doch leuchten kann. Man fragt sich weiter, warum es in den dunklen Partien nicht leuchtet, obwohl doch hier seine mittlere Temperatur nur wenig niedriger ist als in den leuchtenden Räumen. Auf diese Frage sei vorausgreifend gleich hier Antwort gegeben.

Man darf die mittlere Temperatur eines elektrisch durchströmten Gases nicht in Zusammenhang bringen mit seinem elektrischen Leuchten. Dieses wird nicht hervorgebracht durch die mittlere kinetische Energie oder mittlere Temperatur der neutralen Gasmoleküle, sondern durch die kinetische Energie oder Temperatur der Ionen. Diese können wir zwar nicht durch eine thermometrische oder bolometrische Messung direkt bestimmen, durch Betrachtung der von den Ionen frei durchlaufenen Spannungsdifferenz können wir indes Folgendes über die Temperatur der Ionen, besonders der negativen im Glimmstrom feststellen.

Die aus dem elektrischen Spannungsfelde gewonnene kinetische Energie und darum auch Temperatur eines Ions ist proportional der frei durchlaufenen Spannungsdifferenz; beträgt diese 1 Volt, so ist die aus ihr gewonnene absolute Temperatur $6 \cdot 10^3$. Nun beträgt die in der positiven Lichtsäule in Luft von den negativen Ionen frei durchlaufene Spannungsdifferenz in weiten Röhren im Mittel etwa 40 Volt, demnach die mittlere Temperatur der negativen Ionen etwa $1{,}2 \cdot 10^5$. Von der gleichen Größenordnung ist die mittlere Temperatur der negativen Ionen für andere Gase. Die maximale Temperatur der negativen Ionen am Ende der frei durchlaufenen Spannungsdifferenz ist in Luft im Durchschnitt $2{,}4 \cdot 10^5$; daneben kommen aber an einzelnen Ionen, wenn ihre freie Weglänge dank dem Zufall beträchtlich größer ist als die mittlere Weglänge, noch viel höhere Temperaturen vor. Dies ist um so mehr der Fall, je verdünnter das Gas ist. Zusammenfassend können wir Folgendes sagen: *In der positiven Lichtsäule ist die Temperatur nicht an allen negativen Ionen die gleiche, ihr mittlerer Wert ist von der Größenordnung 10^5, ihr durchschnittlicher maximaler $2 \cdot 10^5$, außerdem kommen an einzelnen Ionen noch viel höhere Temperaturen vor, um so mehr, je verdünnter das Gas ist. Bei gleichem Gasdruck und gleicher Stromstärke ist sie zusammen mit dem Spannungsgefälle um so größer, je kleiner der Querschnitt der positiven Lichtsäule ist.*

Die maximale Temperatur der negativen Ionen in der negativen Glimmschicht ist proportional der Größe des Kathodenfalles; denn dieser wird von ihnen frei durchlaufen. In Luft an Platin beträgt der normale Kathodenfall 340 Volt, die maximale Temperatur der negativen Ionen in der Glimmschicht darum $2 \cdot 10^6$. *Indem man den abnormalen Kathodenfall große Werte annehmen läßt, kann man den negativen und positiven Ionen an der Kathode, oder mit anderen Worten den Kathoden- und Kanalstrahlen ganz riesige Temperaturen erteilen.* Die große Energiemenge, welche diese dann in die negative Glimmschicht tragen, läßt sich durch folgenden Versuch demonstrieren. Läßt man von einer Hohlkathode bei geeignetem Gasdrucke ein Büschel Kathodenstrahlen gegen ein Platinblech konvergieren, so wird dieses von ihm in kurzer Zeit bis zur Weißglut und zum Schmelzen erhitzt.

Erwärmung in der positiven Lichtsäule. — In der positiven

ungeschichteten Lichtsäule ist auf eine längere Strecke das Spannungsgefälle konstant. Auf sie kann man das Ohmsche Gesetz anwenden und darum die in ihr entwickelte Joulesche Wärme gleich der in ihr geleisteten elektrischen Arbeit setzen. Die kalorimetrische Untersuchung der Jouleschen Wärme in der positiven Lichtsäule hat Folgendes ergeben: In weiteren Röhren ist die Stromwärme bei konstantem Gasdruck nahezu proportional der Stromstärke; in engen Röhren nimmt sie langsamer zu als die Stromstärke; bei konstanter Stromstärke nimmt sie ab, wenn der Gasdruck sinkt. Nach Kenntnis des Spannungsgefälles in der positiven Lichtsäule sind diese Resultate von vornherein zu erwarten. Es ist ja in dieser das Spannungsgefälle $\frac{dV}{dx}$ in weiten Röhren nahezu unabhängig von der Stromstärke (i), in engen nimmt es ab mit wachsender Stromstärke, ferner wird es mit dem Gasdruck kleiner. Das Gleiche gilt auch von der Spannungsdifferenz ($V_1 - V_2$) zweier Querschnitte in der positiven Lichtsäule. Da das Produkt $i \cdot (V_1 - V_2)$, die elektrische Arbeit in der Zeiteinheit, hier proportional der Stromwärme gesetzt werden darf, so lassen sich leicht die Folgerungen über deren Abhängigkeit ziehen.

Die mittlere Temperatur des Gases in der positiven Lichtsäule kann, wie aus der obigen Figur ersichtlich ist, klein sein, selbst unter 100° liegen. Bei konstantem Gasdruck und konstanter Stromdichte ist sie um so höher, je kleiner der Querschnitt der positiven Lichtsäule ist; in Kapillarröhren vermag sie sehr hohe Werte anzunehmen.

Erwärmung der Elektroden. — Da bei den gewöhnlichen Werten der Stärke des Glimmstromes der Abfall der Spannung innerhalb des Metalls gering ist, so ist die im Elektrodenmetall selbst entwickelte Joulesche Wärme klein. Dagegen wird der Elektrodenoberfläche durch die aus dem Gase auf sie treffenden Ionen kinetische Energie und damit Wärme zugeführt, der Anode durch die negativen, der Kathode durch die positiven Ionen. Deren kinetische Energie ist porportional der von ihnen bis zur Elektrodenoberfläche frei durchlaufenen Spannungsdifferenz; die von dieser im Gase an den Ionen geleistete elektrische Arbeit kommt also an der Oberfläche der Elektroden zum Vorschein. Nun ist die von den negativen Ionen an der Anode

frei durchlaufene Spannungsdifferenz gleich dem Anodenfall von ungefähr 40 Volt. Die Spannungsdifferenz, welche die positiven Ionen im Gase an der Kathode frei durchlaufen, ehe sie auf deren Oberfläche treffen, ist gleich dem Kathodenfall; ist dieser normal, so beträgt sie bereits mehrere Hundert Volt; ist er abnormal, so kann sie je nach Gasdruck und Stromstärke sehr große Werte annehmen. Hieraus folgt, daß *im Glimmstrom die Erwärmung der Kathode viel größer ist als diejenige der Anode, und zwar um so größer, je größer der Kathodenfall ist.* Die hohe Temperatur, welche die Kathode unter dem Stoß der aus dem Dunkelraum heraus auf sie treffenden positiven Ionen annimmt, läßt sich auf folgende Weise demonstrieren. Man benützt als Kathode einen dünnen schwer schmelzbaren Draht, z. B. einen Kohlenfaden. Dieser gerät dann bei niedrigem Gasdruck und großer Stromstärke in intensive Weißglut. Besitzt die Kathode eine größere Masse, so ist zu beachten, daß die Temperatur ihrer Oberfläche, da wo sie von den positiven Ionen getroffen wird, viel höher ist als diejenige in ihrem Innern. *An einer Stelle der Kathode, wo ein positives Ion mit sehr großer Geschwindigkeit auftrifft, kann unmittelbar nach dem Auftreffen in einem sehr kleinen Bereich der Metallmoleküle die Temperatur für kurze Zeit einen sehr hohen Wert annehmen.*

4. Wärmeumsatz, Zustandsänderung und innere elektromotorische Kraft.

In den vorstehenden Ausführungen wurden stillschweigend zwei Voraussetzungen gemacht, erstens daß sich die aus dem elektrischen Spannungsfelde gewonnene kinetische Energie der Ionen vollständig und direkt in kinetische Energie der umgebenden neutralen Moleküle verwandelt, zweitens, daß lediglich das Spannungsgefälle und keine innere Triebkraft auf die Ionen wirkt.

Die erste Voraussetzung ist in solchen Querschnitten des Stromes nicht mehr erfüllt, wo unter dem Stoße der Ionen eine *Zustandsänderung* erfolgt. *Hierbei wird entweder kinetische Energie oder Wärme in potentielle Energie verwandelt oder es findet das Umgekehrte statt.* Eine solche Zustandsänderung ist

beispielsweise die Zerlegung eines neutralen Gasteilchens in Ionen, die Ionisierung; hierbei wird kinetische Ionenenergie in die potentielle Ionenenergie verwandelt; umgekehrt erscheint diese bei der Molisierung wieder in kinetischer oder optischer Form. Wenn in einem Querschnitte ebensoviele Ionen durch Ionenstoß neu geschaffen werden, als durch Molisierung verschwinden, so erfolgt dort der Umsatz von elektrischer Arbeit in Joulesche Wärme geradeso, wie wenn keine Ionisierung und Molisierung erfolgte. Diese einfache Beziehung gilt nicht mehr, wenn sich in einem Querschnitte die Ionisierung und die Molisierung nicht mehr das Gleichgewicht halten.

Eine weitere in Betracht kommende Zustandsänderung ist die *Verdampfung einer Elektrode unter dem Stoße der auf sie treffenden Gasionen.* Es ergiebt sich dann an der Elektrode eine geringere Temperatur als ohne Verdampfung; es wird nämlich ein Teil der Stromwärme als Verdampfungswärme latent. Diese kann im durchströmten Gase bei der Kondensation oder bei einem chemischen Prozeß zwischen Elektrodendampf und Gas wieder in kinetische Form übergehen; derartige Vorgänge spielen sich wahrscheinlich im elektrischen Lichtbogen ab.

Ist die zweite Voraussetzung, daß nur das elektrische Spannungsgefälle als Triebkraft wirkt, nicht erfüllt, so darf man selbst bei Giltigkeit des Ohmschen Gesetzes die elektrische Arbeit $i \cdot (V_1 - V_2)$ *nicht mehr proportional der Stromwärme setzen.* Es sind zwei Fälle möglich. Die innere elektromotorische Kraft E zwischen den zwei betrachteten Querschnitten kann erstens dieselbe, zweitens die entgegengesetzte Richtung wie $(V_1 - V_2)$ haben. Im ersten Falle leistet sie in demselben Sinne Arbeit wie $(V_1 - V_2)$; wird diese *aus potentieller Energie* gewonnen, so ist die auftretende Stromwärme größer als die elektrische Arbeit $i \cdot (V_1 - V_2)$; im zweiten Falle dagegen ist sie kleiner, indem ein Teil der Stromarbeit in potentielle Energie von der Form von E verwandelt wird. Entspringt dagegen E einem *Gefälle des Partialdruckes der Ionen,* also der Verteilung der kinetischen Energie der Wärme, so verschwindet im ersten Falle, wenn also E gleiche Richtung mit i hat, aus dem betrachteten Raume ein Teil der vorhandenen Wärme im Betrage von $i \cdot E$, während die entwickelte Joulesche Wärme $i^2 \cdot r$ (r Widerstand) ist. Im zweiten Falle werden die Ionen entgegen

dem Gefälle ihres Partialdruckes komprimiert; es wird dann neben der Jouleschen Stromwärme $i^2 \cdot r$ entgegen von E noch eine Wärme im Betrage von $i \cdot E$ entwickelt.

Da die hier in Betracht kommenden Erscheinungen experimentell noch zu wenig erforscht sind, so begnügen wir uns mit folgendem Hinweis. Die vorstehenden Überlegungen finden Anwendung auf die elektrische Strömung in der Grenzfläche einer festen oder flüssigen Elektrode gegen ein Gas, ferner auf die Orte im durchströmten Gasinnern, wo das Gefälle des Partialdruckes der Ionen einen von Null verschiedenen Wert hat. Als spezielle Beispiele hierfür sind zu nennen die geschichtete positive Lichtsäule und der Lichtbogen. Besonders verwickelt liegen in diesem die Verhältnisse, abgesehen von der Verdampfung der Elektroden. An seiner Kathode wirkt eine aus der hohen Temperatur entspringende innere elektromotorische Kraft im Sinne des Stromes, hier wird also von diesem Wärme absorbiert; an der Anode wirkt jene Kraft entgegengesetzt dem Strome, hier wird darum Wärme entwickelt. In der Nähe der Anode leistet der Strom im Gasinnern, entgegen dem Partialdruck der Ionen, Arbeit und liefert so Wärme; dieser Partialdruck ist nämlich unmittelbar an der hoch temperierten Anode größer als etwas davon entfernt im Gasinnern.

5. Erwärmung im Lichtbogen.[1])

Wie bereits oben angedeutet wurde, liegen im Lichtbogen bezüglich der Wärmeerzeugung durch den elektrischen Strom verwickelte Verhältnisse vor. Einmal findet an den Elektroden Verdampfung des Elektrodenmaterials statt, sodann treten auch innere elektromotorische Kräfte auf; endlich finden wahrscheinlich im Lichtbogen chemische Umsetzungen statt. Da diese Verhältnisse bis jetzt experimentell noch zu wenig erforscht sind, so beschränken wir uns hier auf die Wiedergabe der bis jetzt vorliegenden Beobachtungen.

---

[1]) Children, Ph. Tr. **2**, 369, 1815; Gassiot, P. A. **46**, 330, 1838; Grove, Ph. M. **16**, 478, 1840; Walker, P. A. **55**, 62, 1842; De la Rive, P. A. **60**, 385, 1843; **76**, 270, 1849; van Breda, P. A. **70**, 326, 1846; Tyrtov, P. A. **70**, 85, 1846; Despretz, C. R. **28**, 755; **29**, 48, 545, 709, 1849; **30**, 367, 1850; **37**, 369, 1853; Moigno, P. A. **81**, 318,



Im Lichtbogen ist im allgemeinen an verschiedenen Punkten der Strombahn die Temperatur verschieden groß; am größten ist sie in der Axe, von da fällt sie nach außen gegen den Mantel zu ab. *Die Temperatur der Elektroden ist im Gleichstromlichtbogen ebenfalls verschieden groß, die Anode wird stärker erhitzt als die Kathode.* Dies ist besonders bei Kohlenelektroden der Fall. Die Glut der Anode ist einmal intensiver als diejenige der Kathode, sodann erstreckt sie sich auf eine größere Fläche. Diese Verschiedenheit in der Erwärmung der Elektroden des Lichtbogens erklärt sich zunächst daraus, daß der Abfall der Spannung an der Kohlenanode größer ist als an der Kohlenkathode des Lichtbogens; daneben mögen aber auch noch innere elektromotorische Kräfte in der Grenzfläche von Elektrode und dem durchströmten Gase die Wärmeentwickelung modifizieren.

Die Temperatur der Kohlenanode des Lichtbogens beträgt nach spektralphotometrischen Messungen 3000—4200°; über den letzteren Wert kann bei konstantem Gasdrucke die Temperatur der Kohlenanode auch bei beliebiger Erhöhung der Stromstärke nicht gesteigert werden. Denn er stellt die Verdampfungstemperatur der Kohle dar; eine weitere Wärmezufuhr durch den elektrischen Strom vermehrt darum lediglich die Verdampfung, während die Temperatur konstant bleibt.

Wie die Anode, so sendet auch die Kathode des Lichtbogens Dämpfe aus; dies ist für die Existenz des Lichtbogens sogar notwendig, da erst bei lebhafter Verdampfung der Kathode der große Kathodenfall des Glimmstromes verschwindet und dem kleinen Abfall im Lichtbogen Platz macht. *Im Kohlenlichtbogen ist indes die Verdampfung der Anode entsprechend ihrer hohen Temperatur viel stärker als diejenige der Kathode.* Sie

---

1850; Matteucci, C. R. **30,** 201, 1850; van der Willigen, P. A. **93,** 292, 1854; E. Becquerel, A. Ch. Ph. (3) **68,** 139, 1863; Herwig, P. A. **149,** 521, 1873; Rosetti, Bbl. **3,** 821, 1879; Dewar, Pr. R. S. **30,** 85, 1880; Andrews, Bbl. **4,** 682, 1880; Violle, C. R. **119,** 949, 1894; W. E. Wilson u. Gray, Pr. R. S. **58,** 24, 1895; W. E. Wilson, Pr. R. S. **58,** 174, 1895; Arons, W. A. **58,** 83, 1896; S. P. Thompson, Z. Elch. **2,** 593, 1896; W. E. Wilson u. Fitzgerald, Pr. R. S. **60,** 377, 1897; †Lummer u. Pringsheim, V. D. Ph. G. **1,** 23, 1899; **2,** 163, 1900; **3,** 36, 1901.

nimmt schneller an Gewicht und Länge ab als die Kathode; ja es kann bei großer Stromstärke der Fall eintreten, daß ein Teil der von der Anode ausgesandten Kohlendämpfe an der kälteren Kathode sich wieder kondensiert und sich auf ihr pilzartig ansetzt.

6. Erwärmung im Funken.[1])

Allgemeines. — Wie bereits oben S. 227 dargelegt wurde, zeigt der elektrische Funke einen sehr wechselnden Charakter. Als selbständige Strömung geht er aus von einem kurz dauernden Spitzenstrome, geht rasch über in einen Glimmstrom und, erhitzt er als solcher die Kathode bis zur Verdampfung, so verwandelt er sich schließlich in einen Bogenstrom; in dieser letzten Phase kann er dann kürzere oder längere Dauer besitzen, die Anode bis zur Weißglut erhitzen und seine Bahn von den zwei Elektroden her teilweise oder ganz mit Metalldampf füllen. Je nach dem Widerstand, der Selbstinduktion und der Kapazität der metallischen Zuleitung zu den Elektroden bleibt der erste Funken vereinzelt oder es folgen ihm rasch mehrere gleichartige und gleichgerichtete Partialfunken oder eine Reihe von gedämpften elektrischen Schwingungen mit Funken von wechselnder Richtung. Aus diesen Gründen ist einmal die Temperatur des Funkens eine zeitlich sehr stark variable Größe,

---

[1]) Ritter, Gilb. Ann. **9**, 345, 1801; Neef, P. A. **66**, 414, 1845; Matteucci, A. Ch. Ph. **41**, 41, 1849; Gassiot, Ph. M. (4) **7**, 97, 1854; **24**, 225, 1862; Sinsteden, P. A. **96**, 355, 1855; Rieß, B. B. 1855, 400; P. A. **98**, 585, 1856; Poggendorf, P. A. **94**, 632, 1855; **132**, 107, 1867; Perrot, Arch. Sc. **6**, 65, 1859; Reitlinger, Zeitschr. f. Math. **8**, 146, 1863; †Paalzow, P. A. **127**, 126, 1866; Rollmann, P. A. **134**, 605, 1868; Schwedoff, P. A. **135**, 428, 1868; Dewar, Pr. Edinb. S. **7**, 699, 1872; G. Wiedemann, P. A. **158**, 35, 1876; Naccari u. Bellati, Bbl. **2**, 720, 1878; Villari, Bbl. **3**, 42, 713, 1879; **4**, 404, 407, 1880; **5**, 460, 1881; **6**, 699, 1882; **7**, 784, 1883; **8**, 132, 1884; **13**, 1016, 1889; Zomakio, J. Ph. **16**, 416, 1881; Bbl. **9**, 749, 1885; Naccari, Bbl. **6**, 132, 599, 1882; Mugna, Bbl. **6**, 953, 1882; Wächter, W. A. **17**, 926, 1882; Naccari u. Guglielmo, Bbl. **8**, 401, 729, 1884; **9**, 541, 751, 1885; Hurion, Bbl. **9**, 597, 1885; †Heydweiller, W. A. **43**, 310, 1891; **61**, 541, 1897; †Kaufmann, W. A. **60**, 653, 1897; Riecke, W. A. **68**, 729, 1899; Schuster, Nat. **57**, 17, 1897; **59**, 350, 1899; †Schuster u. Hemsalech, Ph. Tr. **193**, 189, 1899.

sodann hängt die im Gase vom Funken entwickelte Wärme von den Eigenschaften der metallischen Zuleitung ab. Auf die bekannte Entzündung brennbarer Körper durch den Funken sei hier lediglich hingewiesen.

Temperatur der Elektroden. — Solange der elektrische Funke Glimmstrom ist, erhitzt er seine Kathode stärker als seine Anode, als Bogenstrom thut er das Umgekehrte. *Überwiegt darum im elektrischen Funken die Glimmstromphase, so nimmt die Kathode im Mittel eine höhere Temperatur als die Anode; überwiegt die Bogenstromphase, so wird die Anode heißer.* Das Letztere ist in der Regel bei kurzer, das Erstere bei langer Funkenstrecke der Fall.

Während der Phase des Glimmstromes leuchtet in der Funkenbahn nur das Gas; zu Beginn der Bogenstromphase wird zuerst an der Kathode, dann auch an der Anode infolge der hohen Temperatur Metalldampf entwickelt, dieser schreitet darauf von den Elektroden weg nach dem Innern der Funkenbahn mit einer gewissen Geschwindigkeit fort. Photographiert man mit Hilfe des rotierenden Spiegels oder einer rotierenden lichtempfindlichen Schicht einen oscillatorischen Funken, so erhält man zunächst einen beide Elektroden verbindenden Lichtstreifen, der herrührt von dem Leuchten des Gases in der Glimmstromphase; auf diesen nahezu geradlinigen Streifen folgt eine Reihe von Lichtzungen; diese zeigen das Spektrum des Elektrodenmetalles, gehen von dem Elektrodenbild erst geradlinig aus, biegen aber dann von der Verbindungsgeraden der Elektroden ab, entgegen dem Rotationssinne. Diese Krümmung kommt dadurch zustande, daß *der leuchtende Metalldampf mit abnehmender Geschwindigkeit von den Elektroden weg nach der Mitte der Funkenbahn sich ausbreitet.* Aus der Neigung der Tangente an diese gekrümmten Lichtstreifen kann man die Geschwindigkeit des Metalldampfes in einem jeden Punkte berechnen; sie betrug in einem Falle für Zinkpole in 1mm Abstand von den Elektroden $2 \cdot 10^5$ cm·sec^{-1}, in 4 mm Abstand $4 \cdot 10^4$ cm·sec^{-1}.

Wärmemenge. — Die von einem elektrischen Funken im Gase entwickelte Wärmemenge oder die Funkenwärme hängt, wie bereits gesagt wurde, vor allem auch von den Eigenschaften der metallischen Zuleitung ab. Ihre Untersuchung hat für das Studium der Elektrizität im Gase nur eine unter-

geordnete Bedeutung; sie gehört in das Gebiet der elektrischen Schwingungen. Wir beschränken uns darum hier auf die Mitteilung der nachstehenden Beobachtungsresultate.

Bei konstanter Länge der Funkenstrecke, also bei konstanter Funkenspannung nimmt die Wärme des oscillatorischen Funkens erst rasch, dann langsam ab, wenn der Widerstand der metallischen Zuleitung von sehr kleinen Werten an wächst.

Die Wärme des nicht oscillatorischen Funkens für großen Zuleitungswiderstand nimmt bei dessen weiterer Vergrößerung erst bis zu einem Maximum zu, dann wieder ab. Unter sonst gleichen Umständen ist die Funkenwärme um so größer, je größer die Kapazität der Zuleitung ist. Bei wachsender Funkenstrecke nimmt sie unter sonst gleichen Umständen rascher zu als die gesamte elektrische Arbeit. Für verschiedene Elektrodenmetalle ist sie verschieden groß, so für Zink größer als für Messing.

Druck.[1]) — Der Druck eines Gases in einem Punkte ist proportional der hier in der Volumeneinheit enthaltenen kinetischen Energie der im Gaszustand befindlichen Moleküle. Wird diese kinetische Energie durch Steigerung der Temperatur langsam erhöht, so kann in dem betreffenden Punkte kein Überdruck im Vergleich zu der Umgebung entstehen. Wird aber an einer Stelle in einem Gase die kinetische Energie der

---

[1]) Priestley; Kinnersley; Beccaria; Abria, A. Ch. Ph. **74**, 186, 1840; Knochenhauer, P. A. **58**, 229, 1843; Page, Am. J. Sc. **10**, 349, 1850; Rijke, P. A. **89**, 166, 1853; Du Moncel, C. R. **48**, 338, 1859; Quet u. Seguin, C. R. **48**, 338, 1859; Paalzow, P. A. **127**, 126, 1866; †A. Töpler, P. A. **134**, 194, 1868; Meissner, Gött. Nachr. **16**, 98, 1871; Antolik, P. A. **151**, 127, 1874; **154**, 14, 1875; W. A. **3**, 483, 1878; H. Becquerel, J. Ph. **4**, 206, 1875; Peters, P. A. **156**, 397, 1875; **158**, 174, 1876; Peirce, Ph. M. **1**, 461, 1876; Mach u. Wosyka, W. B. **72**, 44, 1875; Mach u. Sommer, W. B. **75**, 101, 1877; Mach, Tumlirz u. Kogler, W. B. **77**, 7, 1878; Mach, W. B. **77**, 819, 1878; Mach u. Gruss, W. B. **78**, 467, 1878; de Waha, Bbl. **2**, 188, 1878; Trève, C. R. **80**, 310, 1587, 1878; Villari, Bbl. **3**, 713, 784, 1879; **4**, 404, 1880; **7**, 475, 1883; De la Rue u. Müller, C. R. **89**, 637, 1879; Zoch, Bbl. **4**, 741, 1880; Hertz, W. A. **19**, 78, 1883; Martin, Pr. Cambr. S. **9**, 11, 1895; Mache, W. B. **107**, 708, 1898; †Haschek u. Mache, W. A. **68**, 740, 1899; Trowbridge, Mc Kay u. Howe, Ph. M. (5) **48**, 279, 1899; Mohler, F. 1899, II, 500; West, E. Z. **20**, 747, 1899; Haschek, A. Ph. **3**, 672, 1900.

Volumeneinheit rasch vergrößert, sei es durch Erhöhung der Temperatur, sei es durch Vermehrung der Zahl der Gasmoleküle, so entsteht an dieser Stelle ein Überdruck und dieser pflanzt sich als Welle mit Schallgeschwindigkeit in das umgebende Gas hinein fort. Die zwei hier gemachten Voraussetzungen treffen nun beim elektrischen Funken zu; in ungemein kurzer Zeit stellt er einmal eine sehr hohe Temperatur in der von ihm durchbrochenen Gasstrecke her, zweitens schafft er in diese in ebenfalls sehr kurzer Zeit reichlich Metalldampf. Aus diesen Gründen *ist erstens im elektrischen Funken ein beträchtlicher Überdruck gegen das umgebende Gas vorhanden*; *zweitens geht von dem elektrischen Funken wie von einem Explosionszentrum eine Druckwelle aus.* Diese kann man nachweisen, indem man sie senkrecht auf die eine Flüssigkeitskuppe eines Manometers fallen läßt; diese erfährt dann eine Erniedrigung. Der so an dem Manometer hervorgebrachte Ausschlag ist dauernd, wenn einzelne Funken rasch aufeinander folgen, er geht momentan zurück, wenn der Funkenstrom erlischt. Ist die Funkenzahl in der Sekunde größer als 20, so kann man aus dem dauernden Manometerausschlag, der Oberfläche des Funkens und dem Abstand der Manometeröffnung von ihm den Überdruck im elektrischen Funken berechnen.

Bei Wechselstrom-Betrieb einer 2 mm langen Funkenstrecke zwischen Messingstiften ergaben sich folgende Resultate. Mit wachsender Kapazität an den Elektroden nahm der Druck im Funken erst von etwa 20 bis zu einem Maximum von 51 Atmosphären zu und dann wieder ab; der Druck der umgebenden Luft betrug hierbei 695 mm. Bei wachsender Funkenstrecke bleibt unter sonst konstanten Umständen der Druck im Funken nahezu konstant. Mit abnehmendem Druck der umgebenden Luft nimmt er ab, ebenso sein Verhältnis zu jenem. Unter sonst gleichen Umständen betrug er in Kohlensäure 153, in Leuchtgas 80, in Luft 52 Atmosphären; er ist auch abhängig von dem Elektrodenmaterial, so betrug er unter gewissen Umständen für Gaskohle 124, Eisen 79, Messing 64, Zink 44, Kupfer 33 Atmosphären.

Die von einem elektrischen Funken ausgehende Druckwelle bringt seine sogenannten *mechanischen Wirkungen* hervor; sie schleudert Pulver auseinander, durch welche der Funke

schlägt, wirft in einem verschlossenen Gefäß explosionsartig den Verschlußstopfen ab. Sie bringt auch die *akustischen Wirkungen* des elektrischen Funkens hervor; mit ihrer Intensität oder dem Druck im Funken wächst die Stärke des von einem Funken oder einem Funkenstrome ausgehenden Schalles.

Auf eine *optische Folge*[1]) *des Druckes im elektrischen Funken* sei gleich hier hingewiesen. Erhöht man den Druck im Lichtbogen, indem man den Druck im umgebenden Gase erhöht, so erfahren die Linien seines Spektrums eine Verschiebung nach Rot. Da der Funken nun gerade Licht emittiert, während in ihm ein beträchtlicher Druck vorhanden ist, so werden auch in seinem Spektrum die Linien seines Metalles verschoben. Derartige Verschiebungen sind in der That in den Funkenspektren der Elemente nachgewiesen worden.

7. Zerstäubung.[2])

Der Glimmstrom zerstäubt seine Kathode; das zerstäubte Metall setzt sich auf der benachbarten Glaswand als festhaftende spiegelnde Schicht ab. Verschiedene Metalle erleiden als Kathode des Glimmstromes unter sonst gleichen Umständen verschieden große Gewichtsverluste. Dies zeigen die nachstehenden Zahlen (nach Crookes), die in willkürlicher Einheit für das darübergesetzte Metall den Gewichtsverlust durch Zerstäubung geben.

Pd	Au	Ag	Pb	Sn	Pt	Cu	Cd	Ni	Ir	Fe	Al	Mg
108	100	83	75	57	45	40	32	11	10	6	0	0

Benützt man als Kathode einen Draht und stellt dessen Ende, normal zu seiner Richtung, nicht zu nahe eine Glas-

[1]) Humphreys, Astroph. Journ. **6**, 169, 1897; Exner u. Haschek W. B. **106**, 1127, 1897.

[2]) Plücker, P. A. **103**, 90, 1858; **104**, 116, 1858; **105**, 84, 1858; Gassiot, Ph. Tr. **1**, 1, 1858; F. 1862, II, 505; Herwig, P. A. **149**, 521, 1873; Wright, Am. J. Sc. **13**, 49; **14**, 169, 1877; Wächter, W. A. **17**, 909, 1882; Hittorf, W. A. **20**, 705, 1883; **21**, 126, 1884; E. Wiedemann, W. A. **20**, 795, 1883; Kundt, W. A. **27**, 59, 1886; Dessau. W. A. **29**, 353, 1886; Berliner, W. A. **33**, 294, 1888; Moser, W. A, **42**, 639, 1891; Crookes, El. **27**, 197, 1891; Pr. R. S. **50**, 88, 1891; J. J. Thomson u. Skinner, Ph. M. **45**, 371, 1898; †Granquist, F. 1897, II, 710; 1899, II, 776; Seitz, A. Ph. **6**, 1, 1901.

platte gegenüber, so schlägt sich auf dieser eine kreisförmige Schicht nieder, deren Dicke unmittelbar unter dem Drahtende am größten ist, nach außen zu schnell abnimmt. Eine auf diese Weise hergestellte Metallschicht erweist sich doppelbrechend, sie hellt das Gesichtsfeld zweier gekreuzter Nichols auf.

Die Ursachen der kathodischen Zerstäubung im Glimmstrom sind noch nicht klargestellt. Es mögen dabei chemische Vorgänge im Spiele sein. In erster Linie haben wir aber die Zerstäubung als Verdampfung zu betrachten und auf die hohe Temperatur an der Kathodenoberfläche zurückzuführen. Wie oben S. 425 dargelegt wurde, können die Metallmoleküle der Kathodenoberfläche, da wo positive Ionen auftreffen, infolge von deren riesiger kinetischer Energie für kurze Zeit unmittelbar nach dem Auftreffen eine sehr hohe Temperatur von den positiven Ionen übernehmen, infolge davon in den Gasraum hinein verdampfen und dann an den Gefäßwänden sich wieder kondensieren. Je leichter ein Metall verdampft, desto leichter müßte es als Glimmstromkathode zerstäubt werden.

Mit der hier vorgeschlagenen Erklärung der Zerstäubung steht deren Abhängigkeit von Stromstärke und Kathodenfall in Einklang. Wie zu erwarten, ist nämlich *der Gewichtsverlust der Kathode durch Zerstäubung bei gleicher Stromdauer proportional dem Produkt aus Stromstärke und Kathodenfall*; dieses Produkt ist aber gleich der elektrischen Arbeit an den positiven Ionen auf dem Wege von der negativen Glimmschicht bis zu der Kathode, also proportional der kinetischen Energie, welche die positiven Ionen in der Zeiteinheit an die Kathodenoberfläche tragen. Da der Kathodenfall (vergl. S. 170) bei gleicher Stromstärke an kleinen Kathoden größer ist als an großen, so werden erstere stärker zerstäubt als letztere; wie der Kathodenfall, so nimmt auch die Zerstäubung bei konstanter Stromstärke rasch mit abnehmendem Gasdruck zu.

Wie die positiven Ionen als Kanalstrahlen eine große kinetische Energie an die Kathode tragen, so tragen die negativen Ionen als Kathodenstrahlen eine gleich große Energie von ihr weg in den Gasraum hinein. Wie jene, so müssen auch diese vermöge lokaler Erzeugung sehr hoher Temperatur ein Metall oberflächlich zerstäuben. Dies ist in der That der Fall. *Läßt man ein Kathodenstrahlbündel auf ein Metall fallen,*

so wird dieses zerstäubt; dünne Metallblättchen werden von auffallenden Kathodenstrahlen durch Zerstäuben nach kurzer Zeit durchlöchert. Auch in diesem Falle zerstäubt Aluminium viel schwächer als Gold und Silber.

Auf die Zerstäubung infolge der hohen Temperatur der Kathodenstrahlen sind folgende Erscheinungen zurückzuführen. Läßt man von einer Hohlkathode aus Platin bei geeignetem Druck ein Bündel Kathodenstrahleu auf eine schwache versilberte Glasplatte fallen, so verschwindet im Querschnitt des Bündels nach einiger Zeit die Silberschicht. Ist die Platte nicht versilbert, so bedeckt sie sich infolge kathodischer Zerstäubung mit einem Metallspiegel, aber nicht innerhalb jenes von Kathodenstrahlen getroffenen Querschnittes, da hier infolge oberflächlicher hoher Temperatur keine Metallkondensation eintreten kann. Ganz allgemein entsteht an den intensiv fluorescierenden Stellen der Glaswand in der Nähe der Kathode schwer ein Zerstäubungsbeschlag, da hier die Metallkondensation durch die hohe Temperatur der Kathodenstrahlen verhindert oder wieder rückgängig gemacht wird.

Zum Schlusse sei erwähnt die *Zerstäubung galvanisch glühender Drähte* [1]) in verdünnten Gasen, besonders der Kohlenfäden in Glühlampen. Diese erklärt sich wahrscheinlich in ähnlicher Weise, wie die Zerstäubung der Kathode des Glimmstromes; jedenfalls dürften die Gasionen dabei eine Rolle spielen.

Zweites Kapitel.

Optische Wirkungen.

I. Elektrisches Leuchten der Gase.

1. Elektromagnetische Ausstrahlung.

Ein positiv und ein negativ geladener Körper mögen sich im reinen Äther gegenüberstehen, befestigt an je einem Faden; bei gegebenem Abstand besitzt die Energie ihres elektro-

[1]) Fleming, Ph. M. (5) **20**, 141, 1885; Berliner, W. A. **33**, 291, 1888; Elster u. Geitel, W. A. **37**, 324, 1889; Schuster, Pr. R. S. **47** 533, 1890; Stark, E. Z. 1900, 151.

magnetischen Feldes einen bestimmten Wert; die Schwerkraft zwischen ihnen sei unendlich klein im Vergleich zur elektrischen Kraft. Um beide herum werde in größerer Entfernung eine Kugelfläche gelegt; deren Radius sei so groß, daß sie nahezu die ganze elektromagnetische Feldenergie der beiden Kugeln enthält. Die beiden Körper sollen nun einen einmaligen Impuls erhalten, sodaß sie auf Grund ihrer wechselseitigen elektrischen Anziehung gegeneinander und zwar synchron hin und her pendeln. Befinden sie sich beide in größtem Abstand von einander, so ist ihre kinetische Energie Null, ihre elektromagnetische Feldenergie ist im Maximum; indem sie sich darauf wieder nähern, wird ein Teil der Feldenergie in kinetische Energie verwandelt; dieser Teil erreicht ein Maximum und wird dann wieder Null. Man hat also eine periodische Änderung und Verwandlung der elektromagnetischen Feldenergie und der kinetischen Energie der beiden geladenen Körper; wie die Körper selbst, so führen auch ihre elektromagnetischen Felder Schwingungen aus, indem sie periodische Änderungen erfahren. Die Änderung der Feldenergie (E) in der Zeiteinheit $\frac{dE}{dt}$ geht parallel der Änderung der kinetischen Energie $\left(\frac{m}{2}\cdot v^2\right)$ in der Zeiteinheit $\frac{m}{2}\cdot\frac{dv^2}{dt}$, also parallel mit dem Produkt $v\cdot\frac{dv}{dt}$, wo $\frac{dv}{dt}$ die Beschleunigung ist. Nehmen wir sinusförmige Schwingungen mit der Periode T an, so liegt ein Maximum jenes Produktes bei $\frac{T}{8}$, es ist dann gleich $\frac{4\cdot\alpha^2\cdot\pi^3}{T^3}$, wenn α die maximale Amplitude ist.

Es sind nun zwei Fälle möglich. Erstens können die *Schwingungen* der Körper und damit ihrer elektromagnetischen Felder *langsam* sein. Das Produkt $v\cdot\frac{dv}{dt}$ hat dann einen kleinen maximalen Wert. In diesem Falle bleibt die Summe aus elektromagnetischer und kinetischer Energie der Körper zeitlich konstant und damit auch der Energieinhalt der beide umschließenden Kugelfläche; die Schwingungen erfolgen ungedämpft.

Zweitens können die *Schwingungen sehr rasch* erfolgen; die Änderung der elektromagnetischen Feldenergie und damit

das Maximum von $v \cdot \frac{dv}{dt} = \frac{4 \cdot \alpha^2 \cdot \pi^3}{T^3}$ mag sehr groß sein. In diesem Falle tritt nun die eigenartige Erscheinung der *elektromagnetischen Ausstrahlung* ein; von den schwingenden Körpern weg breitet sich in den umgebenden reinen Äther hinein mit Lichtgeschwindigkeit eine Welle elektromagnetischer Energie aus. Der Energieinhalt der beide Körper umschließenden Kugelfläche ist jetzt nicht mehr konstant, sondern nimmt infolge der elektromagnetischen Ausstrahlung ab. Die Schwingungen sind jetzt nicht mehr ungedämpft; es ist nämlich die Zunahme der kinetischen Energie nicht mehr gleich der Abnahme der elektromagnetischen Feldenergie, sondern kleiner um den jeweilig elektromagnetisch ausgestrahlten Energiebetrag; die aufeinanderfolgenden Amplituden werden immer kleiner: es hat *Dämpfung durch elektromagnetische Ausstrahlung* statt. Indem die Körper nicht blos *eine*, sondern mehrere Schwingungen aussenden, erhalten wir einen *Zug* aufeinanderfolgender in den Äther hinauseilender *elektromagnetischer Wellen.* Durch diese wird die kinetische Energie, die wir den Körpern durch den einmaligen Impuls mitgeteilt haben, allmählich weggeführt; wollen wir eine andauernde Ausstrahlung, so müssen wir immer wieder neue Impulse geben.

Die Erfahrung hat nun zu ergeben, bei welchen Werten $\left(\frac{dv}{dt}\right)$ der zeitlichen Änderung der elektromagnetischen Feldenergie $\frac{dE}{dt}$ oder in unserem Falle des Produktes $v \cdot \frac{dv}{dt}$ Ausstrahlung statt hat. Realisieren wir unseren oben angenommenen speziellen Fall von Schwingungen eines elektrischen Feldes in der Weise, daß wir zwei makroskopische elektrisch geladene Körper gegeneinander schwingen lassen, so erhalten wir noch keine elektromagnetische Ausstrahlung, $v \cdot \frac{dv}{dt}$ ist also auf diese Weise nicht groß genug zu erhalten. Eine sehr schnelle, zeitliche Änderung eines elektromagnetischen Feldes erhalten wir indes auf folgende Art. Zwei Kugeln, die sich in einem Gas von ziemlich hohem Druck gegenüberstehen, laden wir auf entgegengesetzte hohe Spannungen, bis ein elektrischer Funke zwischen ihnen übergeht; da dieser in kürzester Zeit einen kleinen Widerstand annimmt, so fällt auf jeder Seite in sehr

kurzer Zeit die Spannung gegen Null, ebensoschnell entsteht ein starker Strom mit entsprechendem Magnetfeld; es ergiebt sich daraus eine schnelle zeitliche Änderung der Feldenergie und darum elektromagnetische Ausstrahlung. So entstehen die Hertzschen elektromagnetischen Wellen.

Die elektromagnetische Feldenergie besteht aus einem elektrischen und einem magnetischen Teil. Die elektromagnetische Welle setzt sich demgemäß aus einer Schwingung elektrischer Energie oder Kraft und einer Schwingung magnetischer Energie oder Kraft zusammen. Auf Grund des oben angenommenen anschaulichen Spezialfalles zweier gegeneinander schwingender Körper läßt sich Folgendes zeigen. Die elektrische und magnetische Welle haben gleiche Länge; sie besitzen einen Gangunterschied von einer halben Wellenlänge; die Schwingungen der elektrischen und magnetischen Kraft stehen senkrecht zu einander und zur Fortpflanzungsrichtung. Die Begründung dieser Sätze ist indes nicht Gegenstand dieses Buches; dieses hat lediglich den Zusammenhang zwischen der elektromagnetischen Ausstrahlung der Gase und der in diesen vorhandenen freien, an die Ionen verteilten Elektrizität zu beleuchten. Zu diesem Zweck hat es zu genügen, eine klare Vorstellung von den Prinzipien der elektromagnetischen Ausstrahlung, speziell der Lichtemission zu geben.

2. Elektronenhypothese der Lichtemission.

Wir haben am Eingange dieses Buches angenommen, daß die chemischen Atome aufgebaut seien aus positiven und negativen Elektronen. Diese werden im Atomverband durch gewisse wechselseitige Kräfte, ein stabiles Gleichgewichtssystem bildend, festgehalten; werden sie aus ihrer Gleichgewichtslage durch irgend eine äußere Einwirkung abgelenkt und dann wieder den Kräften des Atomverbandes überlassen, so führen sie um ihre Gleichgewichtslage Schwingungen aus. Nun aber ist jedes Elektron mit einem Felde elektromagnetischer Energie umgeben; *die Schwingungen der Elektronen im Atomverband sind darum gleichbedeutend mit Schwingungen elektromagnetischer Feldenergie;* diese können dann Ausstrahlung elektromagnetischer Wellen zur Folge haben. In den schwingenden Elektronen im

Atom verwirklicht uns also die Natur den oben betrachteten Fall zweier geladener gegeneinander schwingender Körper.

Daß die Lichtschwingungen Wellen elektromagnetischer Energie sind, darüber ist man einig. Über die Emission des Lichtes machen wir folgende Annahme. *Die Lichtwellen sind die Wellen elektromagnetischer Energie, welche die Elektronen bei ihren Schwingungen im Atom ausstrahlen.* Sie bestehen aus einem langen Zuge kohärenter Wellen, da die Elektronen, wenn aus ihrer Gleichgewichtslage abgelenkt, eine große Zahl von Schwingungen ausführen, ehe sie wieder kleine Amplituden annehmen. Indem die Elektronen hin und her schwingen, hat eine periodische Verwandlung ihrer kinetischen Energie in elektromagnetische Feldenergie statt. Infolge der Ausstrahlung ist hierbei die Zu- bezw. Abnahme der Feldenergie nicht genau gleich der Ab- bezw. Zunahme der kinetischen Energie; es besteht vielmehr eine kleine Differenz und diese ist gleich dem jeweilig in den Äther hinausgestrahlten Energiebetrag. *Infolge der Ausstrahlung sind darum die Schwingungen der Elektronen im Atom gedämpft;* es nimmt ihre kinetische Energie allmählich infolge von Verwandlung in Licht ab; die Arbeit, die bei der Ablenkung der Elektronen aus ihrer Gleichgewichtslage geleistet wurde, verliert sich in Form elektromagnetischer Wellenenergie in den umgebenden Äther. Sollen die Elektronen eines Atoms andauernd Licht ausstrahlen, so müssen sie von Zeit zu Zeit neue Impulse von außen empfangen oder es muß mit anderen Worten immer wieder eine Ablenkungsarbeit geleistet werden.

Wenn die Schwingungen der Elektronen mit elektromagnetischer Ausstrahlung verbunden sein sollen, so muß nach dem vorausgehenden Abschnitt in ihnen die zeitliche Änderung der Feldenergie oder auch das Produkt $v \cdot \frac{dv}{dt}$ groß sein. Daß die Elektronen diese Forderung erfüllen können, ist von vornherein wahrscheinlich, da sie eine sehr kleine Masse besitzen, zur Gewinnung einer großen Geschwindigkeit also nur wenig Energie absorbieren.

Um eine Vorstellung von der Größenordnung des bei der Lichtemission in Frage kommenden Wertes von $v \cdot \frac{dv}{dt}$ zu gewinnen, berechnen wir dessen Maximalwert $\frac{4 \cdot \alpha^2 \cdot \pi^3}{T^3}$ für die

D Linien des Natriumdampfes in der Bunsenflamme. Die Periode T ist in diesem Falle $1,966 \cdot 10^{-15}$ sec, die Amplitude[1]) $\alpha = 1,13 \cdot 10^{-11}$ cm; *der Maximalwert von* $v \cdot \frac{dv}{dt}$ *berechnet sich darum zu* $2,13 \cdot 10^{23}$. Der größte Wert der Geschwindigkeit v des Elektrons ist in diesem Falle $3,6 \cdot 10^4$ cm·sec^{-1}, demnach viel kleiner als die Lichtgeschwindigkeit. Ähnlich große Werte wie für Natriumdampf wird $v \cdot \frac{dv}{dt}$ für die Lichtemission anderer Gase besitzen.

3. Ionenhypothese des elektrischen Leuchtens der Gase.

Temperaturstrahlung. — Wie schon mehrmals bemerkt wurde, haben wir unter absoluter Temperatur eines Gases kinetische Energie seiner Moleküle zu verstehen. Stoßen die Moleküle auf Grund ihrer Temperatur zusammen, so erfährt dabei ihre Form und innere Anordnung eine Deformation oder es werden die Elektronen aus ihrer Gleichgewichtslage abgelenkt; diese Ablenkungsarbeit wird auf Kosten der kinetischen Energie oder Temperatur geleistet. Nach Erreichung der maximalen Deformation entfernen sich die Moleküle wieder, hierbei wird die Ablenkungsarbeit wieder in kinetische Energie der Moleküle zurückverwandelt, indes im allgemeinen nicht mehr im vollen Betrage. Während nämlich die Elektronen beim Zusammenstoße aus ihrer Gleichgewichtslage abgelenkt werden, wird an ihnen nicht bloß kinetische Energie in potentielle Energie verwandelt, sondern sie erlangen dabei auch eine gewisse kinetische Energie auf Kosten derjenigen der Moleküle, diese geben sie beim Zurückprallen der letzteren nicht wieder ganz zurück, sondern behalten sie bei, führen dann vermöge derselben Schwingungen um ihre Gleichgewichtslagen aus und strahlen sie allmählich als Licht aus. Auf diese Weise führt der Zusammenstoß von Molekülen auf Grund ihrer absoluten Temperatur zur Lichtemission; diese heißt darum in diesem Falle Temperaturstrahlung.

Die Temperaturstrahlung ist bis jetzt experimentell und theoretisch am meisten untersucht worden. Wie zu erwarten

[1]) Drude, Lehrbuch d. Optik, Leipzig 1900, S. 489.



ist, hat sich ergeben, daß die Intensität der Lichtemission zunimmt mit wachsender absoluter Temperatur und zwar mit einer höheren Potenz derselben; mit je größerer kinetischer Energie zwei Teilchen aufeinanderstoßen, desto größer ist die Ablenkung ihrer Elektronen, desto intensiver die daran sich schließende Lichtstrahlung.

Nun strahlen Moleküle und Atome oder ihre Elektronen im allgemeinen gleichzeitig Lichtwellen verschiedener Länge aus; die Erfahrung hat ergeben, daß sich Gruppen von Perioden bilden lassen, die zu einander in einer bestimmten, einfachen mathematisch formulierbaren Beziehung stehen; es liegt darum die Vermutung nahe, daß ein Elektron im allgemeinen nicht bloß *eine*, sondern mehrere einfache Schwingungen gleichzeitig ausführt und demgemäß gleichzeitig mehrere Lichtwellen von bestimmten Perioden aussendet. Daneben mögen noch andere Elektronen gemäß ihrer Eigenart und speziellen Bindung im Atom entsprechende Serien von Schwingungen ausstrahlen. Auf diese Weise ergiebt sich für ein Atom oder Molekül ein Spektrum von einzelnen Lichtschwingungen. Und es kann nicht *eine* Lichtschwingung allein durch den Molekülstoß auf Grund der absoluten Temperatur angeregt werden, ohne daß gleichzeitig alle übrigen miterklingen.

Bei einer bestimmten Temperatur hat das Verhältnis der Intensitäten verschiedener Teile des Spektrums eines temperaturstrahlenden Körpers einen bestimmten Wert; bei einer anderen Temperatur hat es einen anderen Wert. Fassen wir das Verhältnis der Intensität einer Welle kürzerer zu derjenigen einer längeren Periode ins Auge. Dieses Verhältnis nimmt zu, wenn die Temperatur wächst. Mit steigender Temperatur verschiebt sich also der Schwerpunkt der spektralen Intensität in der Richtung von Rot zu Blau.

Ionenstoßstrahlung. — Bei der Temperaturstrahlung ist der Lichterreger der Molekülstoß auf Grund der absoluten Temperatur. Nun wissen wir, daß die Gasionen aus einem elektrischen Felde eine große kinetische Energie, also eine hohe absolute Temperatur annehmen können; wir haben uns ferner vertraut gemacht mit der Vorstellung, daß sie auf ihrem Wege durch das Gewimmel der Gasteilchen auf andere Teilchen, neutrale Moleküle oder Ionen, treffen. Es liegt uns darum die Annahme

nahe, daß *die elektrisch bewegten Ionen in einem Gase dessen Teilchen zur Lichtemission durch ihren Stoß bei hinreichend großer Geschwindigkeit anregen.* Da wir in elektrisch durchströmten Gasen bei großen Ionengeschwindigkeiten Lichtemission wahrnehmen, so wollen wir diese durch jene Annahme der Lichterregung durch Ionenstoß erklären.

Wie bei der Temperaturstrahlung ein Molekül durch den Stoß eines zweiten, so wird bei der Ionenstoßstrahlung ein Molekül durch *den Stoß eines Ions, d. h. durch ein schnell bis auf sehr kleine Entfernung sich näherndes und dann wieder entfernendes Ion deformiert und infolge Ablenkung seiner Elektronen zur Lichtemission angeregt.* Wie bei der Temperaturstrahlung ein Teil der kinetischen Energie der stoßenden Moleküle, so wird auch *bei der Ionenstoßstrahlung ein Teil der stoßenden kinetischen Ionenenergie in elektromagnetische Strahlungsenergie verwandelt.* Dort ist die Strahlung mit einem Sinken der absoluten Temperatur, hier mit einer Absorption kinetischer Ionenenergie verbunden. Im übrigen bestehen aber zwischen der Temperaturstrahlung und der Ionenstoßstrahlung der Gase wesentliche Unterschiede. Einer derselben sei gleich hier hervorgehoben.

Bei der Temperaturstrahlung besitzen alle Gasmoleküle die gleiche mittlere Temperatur, wenn auch nicht immer gleichzeitig eine gleich hohe Temperatur; sie sind darum alle in gleichem Maße und wenigstens annähernd gleichzeitig in gleicher Stärke an der Lichtemission beteiligt. Bei der Ionenstoßstrahlung ist die Zahl der strahlenden Moleküle an die Zahl der stoßenden Ionen gebunden; wie diese, so ist darum auch jene im allgemeinen viel kleiner als die Gesamtzahl der Moleküle (vergl. S. 268); *während* also *im elektrisch leuchtenden Gas die Lichtemission einer kleinen Bruchzahl von Molekülen sehr intensiv sein kann, ist diejenige der übrigen Moleküle nahezu Null.* Nur im elektrischen Funken ist einerseits die Zahl der Ionen beträchtlich, andererseits auch die mittlere Temperatur des Gases hoch. Dieser Unterschied zwischen Temperatur- und Ionenstoßstrahlung hat folgenden Unterschied in der Absorption eines thermisch und eines elektrisch leuchtenden Gases zur Folge.

Nach dem Gesetze von Kirchhoff geht die Emission proportional der Absorption. Demgemäß absorbiert auch ein

leuchtendes Gas, wie Natriumdampf im Bunsenbrenner, die Lichtwellen, die es selbst aussendet; hieran sind sämtliche Moleküle auf dem Wege des Lichtstrahles beteiligt. Durch ein elektrisch leuchtendes Gas läßt sich eine *Umkehrung einer Spektrallinie durch Absorption* nur in sehr geringem Maße bewirken, da nur eine sehr kleine Anzahl seiner Teilchen an der Lichtemission beteiligt ist. Allein ein im elektrischen Funken leuchtendes Gas löscht aus weißem Licht, das durch dasselbe gesandt wird, seine eigenen Spektrallinien aus.[1]) Wie ein elektrisch leuchtendes Gas fremdes Licht nur sehr wenig absorbiert, so schwächt es, abweichend von Natriumdampf in der Bunsenflamme, auch sein eigenes Licht nur sehr wenig durch Absorption auf dem Wege von seinem Innern an seine Oberfläche.

4. Positives und negatives Ion als Strahlungserreger.

Es wurde bis jetzt als Ursache des elektrischen Leuchtens ganz allgemein der Stoß von Ionen bezeichnet. Es giebt nun einerseits positive und negative Ionen, andererseits können diese wieder als Mol-, Atom- oder Elektronionen auftreten (vergl. S. 273). Die Molionen, die besonders bei höheren Drucken in unselbständigen Strömungen auftreten und sowohl positiv als negativ sind, können indes außer Betracht bleiben; wegen ihrer großen Masse nehmen sie nämlich nur eine kleine Geschwindigkeit an und durchlaufen aus dem gleichen Grund keine große Spannungsdifferenz frei, so daß auch ihre kinetische Energie im elektrischen Felde im allgemeinen klein bleibt; nur als Kanalstrahlen vermögen sie, wie weiter unten näher dargelegt wird, Lichtemission zu erregen.

Es bleiben als Strahlungserreger das positive Atom- und das negative Elektronion über. Diese erregen in dem gleichen elektrischen Felde ein Gas nicht in gleicher Stärke zum Leuchten aus zwei Gründen. Erstens ist die mittlere freie Weglänge des negativen Elektronions größer als diejenige des positiven Ions; infolgedessen kann jenes eine größere Spannungsdifferenz

---

[1]) Hittorf, W. A. 7, 582, 1879; Liveing u. Dewar, Chem. News 47, 122, 1883; Cantor, A. Ph. 1, 462, 1900; Pringsheim, A. Ph. 2, 199, 1900.

frei durchlaufen, darum eine größere Geschwindigkeit und größere kinetische Energie gewinnen als dieses; je größer aber die kinetische Energie oder Temperatur eines stoßenden Ions ist, desto intensiver ist die von ihm erregte Lichtstrahlung. Zweitens ist die Geschwindigkeit der negativen Elektronionen auch bei Durchlaufung gleicher Spannungsdifferenz mehr denn tausendmal größer als diejenige der positiven Atomionen. Infolgedessen tritt das negative Elektronion mit viel größerer Geschwindigkeit in den Wirkungsbereich eines Gasmoleküls ein und ebenso wieder heraus; die Zeit von dessen Deformation und der Ablenkung seiner Elektronen ist viel kürzer, die zeitliche Änderung von deren Feldenergie darum viel größer; deshalb *ist die selbst bei gleicher kinetischer Energie oder gleicher Temperatur der Ionen erregte Lichtstrahlung beim Stoß des negativen Elektronions größer als diejenige beim Stoß des langsameren positiven Atomions.* Zu Gunsten einer stärkeren Strahlungserregung durch das negative Elektronion mag endlich noch folgender Unterschied wirken. *Das negative Elektronion* mag wegen seiner mehr als tausendmal kleineren Masse vorzugsweise *an einzelnen Teilen,* speziell an einzelnen Elektronen eines Gasmoleküls *stoßend angreifen,* sie aus ihrer Gleichgewichtslage ablenken, die übrige große Molekülmasse aber ruhig liegen lassen und dann wieder schnell zurückprallen. Das positive Atomion besitzt nahezu den gleichen Umfang wie das neutrale Gasteilchen. Während sich darum der Stoß des positiven Ions auf die ganze Masse des getroffenen Moleküls verteilt, konzentriert sich derjenige des negativen Elektronions auf einen Teil desselben.

Aus den vorstehenden Gründen *erregt das negative Elektronion im allgemeinen eine viel intensivere Strahlung als das positive Ion. Im Innern eines durchströmten Gases dürfen wir darum das elektrische Leuchten ausschließlich auf den Stoß der negativen Elektronionen zurückführen; das positive Ion kommt als Strahlungserreger nur da in Betracht, wo es dank günstiger Umstände eine besonders große kinetische Energie annimmt und als Ionenstrahl auftritt,* so in der ersten Kathodenschicht und auf der Kathodenseite eines Engpasses (vergl. S. 148). Das elektrische Leuchten der positiven Lichtsäule und der negativen Glimmschicht wird dagegen durch den Stoß des negativen Elektronions erregt.

5. Spektren der Ionen und des neutralen Moleküls.

In ionisierten Gasen sind im allgemeinsten Falle fünf verschiedene Arten von Teilchen vorhanden, das neutrale Molekül, das negative Elektronion, das positive Atomion und das positive und negative Molion. Es scheint darum auf den ersten Blick, als ob ein elektrisch leuchtendes Gas fünf verschiedene Arten von Spektren zeigen müßte.

Die elektromagnetische Ausstrahlung des negativen Elektronions ist identisch mit der Röntgenstrahlung. Dies wird weiter unten näher ausgeführt.

Das Spektrum des negativen Molions ist nahe verwandt mit demjenigen des neutralen Moleküls; dasjenige des positiven Molions stimmt entweder mit demjenigen des neutralen Moleküls oder demjenigen des positiven Atomions nahe überein. Jndes ist aus folgendem Grunde die Intensität der Spektren der zwei Molionen so gering, daß sie nicht wahrnehmbar ist. Da nämlich die Anzahl der positiven und negativen Molionen sehr klein ist im Vergleich mit der Zahl der neutralen Moleküle (vergl. S. 268), so ist auch die Zahl ihrer Zusammenstöße mit schnellen, lichterregenden negativen Elektronionen sehr klein.

Auch die positiven Atomionen sind, verglichen mit den neutralen Molekülen, nur in geringer Zahl vorhanden; darum ist auch bei ihnen die Zahl der Zusammenstöße mit den schnellen lichterregenden Elektronionen gering. Und so scheint es, als ob auch das positive Atomion kein wahrnehmbares Licht ausstrahle. Indes gelangt es auf folgende Weise zu intensivem Leuchten. Ein schnelles negatives Elektronion möge auf ein neutrales Molekül treffen und es ionisieren, also ein negatives Elektron lostrennen, so daß ein positives Atomion zurückbleibt. Die Erschütterung des neutralen Moleküls unter dem Stoß des negativen Elektronions beschränkt sich hierbei nicht auf das frei werdende Elektron; vielmehr erfährt hierbei auch der übrige Teil des Moleküls eine gewaltige Erschütterung, es werden die Elektronen des zurückbleibenden Atomions weit aus ihrer Gleichgewichtslage abgelenkt und kehren dann nach vollendeter Ionisierung unter Schwingungen und intensivem Leuchten in dieselbe wieder zurück. *Die Ionisierung eines neutralen Moleküls durch Ionenstoß ist darum mit einer intensiven Lichtstrahlung des zurück-*

bleibenden positiven Atomions verbunden. Da die Ionisierung in zahlreichen Punkten eines Gases erfolgen kann, so ist ein Teil des elektrischen Leuchtens durchströmter Gase dem positiven Atomion als Träger zuzuschreiben.

Neben dem positiven Atomion kommen als Träger des elektrischen Leuchtens der Gase noch die neutralen Moleküle in Betracht. Vermöge ihrer großen Zahl absorbieren nämlich diese weitaus den größten Teil der kinetischen Energie der schnellen negativen Elektronionen. Der Zusammenstoß zwischen einem neutralen Molekül und einem negativen Elektronion braucht nicht so heftig zu sein, daß er zur Ionisierung des Moleküls führt, kann aber heftig genug sein, daß er den Elektronen des Moleküls große Schwingungsamplituden erteilt und sie so zum Leuchten veranlaßt. Das Leuchten des einzelnen neutralen Moleküls ist weniger intensiv als dasjenige eines positiven Atomions, welches bei der Ionisierung zurückbleibt; in diesem erfahren nämlich die Elektronen offenbar stärkere Impulse und größere Ablenkungen als im unzerlegt bleibenden neutralen Molekül.

Gemäß der Verwandtschaft in der Masse und dem Aufbau der Elektronen müssen die Spektren des positiven Atomions und des neutralen Moleküls eine gewisse Übereinstimmung zeigen. Das neutrale Molekül können wir als ein positives Atomion betrachten, das sich in dem elektromagnetischen Kraftfeld eines negativen Elektrons befindet. Wir haben darum, ähnlich wie beim Zeeman-Phänomen, zu erwarten, daß die Spektrallinien des neutralen Moleküls im allgemeinen zwar dieselbe relative Verteilung wie diejenigen des positiven Atomions, aber eine Verschiebung gegen diese zeigen. Insofern das negative Elektron nicht immer den gleichen Abstand von dem in seinem Felde leuchtenden Atomion hat, muß diese Verschiebung eine wechselnde und mannigfaltige sein. Das Spektrum des neutralen Moleküls muß demnach komplizierter gebaut sein als dasjenige des positiven Atomions.

In elektrisch leuchtenden Gasen lassen sich nun in der That zwei Arten oder zwei Ordnungen von Spektren beobachten, das Linien- und das Bandenspektrum. Nach dem bis jetzt vorliegenden Beobachtungsmaterial läßt sich nichts Sicheres über die Träger dieser zwei Spektren aussagen. Man kann

lediglich folgende Vermutung als wahrscheinlich aussprechen. Das Linienspektrum ist dem positiven Atomion als Träger zuzueignen, das Bandenspektrum dem neutralen Molekül. Jenes kommt bei der Ionisierung eines neutralen Moleküls an dem frei zurückbleibenden positiven Atomion zu stande, dieses beim Zusammenstoß eines Elektronions mit einem neutralen Molekül, der beinahe Ionisierung zur Folge hat und so ein positives Atomion im hin- und herschwingenden Kraftfeld eines negativen Elektrons zurückläßt.

Folgende Beobachtungen sprechen für die Wahrscheinlichkeit der vorstehenden Sätze. Wahrnehmbares Leuchten tritt in einer durchströmten Gaspartie erst dann auf, wenn dort Ionisierung durch den Stoß negativer Elektronionen erfolgt. Bei abnehmendem Gasdruck leuchtet in einem Gemisch von zwei Gasen dasjenige zuerst, welches durch den Stoß der negativen Elektronionen leichter ionisiert wird. Das Bandenspektrum verliert gegenüber dem Linienspektrum um so mehr an Intensität, je größer die relative Geschwindigkeit der Ionen in Bezug auf die neutralen Moleküle ist.

Wir können nach dem Vorstehenden zwischen dem positiven Ion und dem neutralen Molekül als dem Sitz des elektrischen Leuchtens nicht entscheiden. Soviel aber steht fest: *Der Strahlungserreger ist das negative Elektronion; das elektrische Leuchten der Gase ist die Folge eines Zusammenstoßes der negativen Elektronionen mit neutralen Molekülen.* Unabhängig von der unentschiedenen Frage, ob nach dem Zusammenstoß der Ausgangspunkt der Strahlung ein positives Ion oder ein neutrales Molekül ist, bleibt die nachstehende Erklärung einer Beobachtung, welche auf den ersten Blick der Ionenstoßhypothese des elektrischen Leuchtens der Gase zu widersprechen scheint.

Würde das elektrische Licht der Gase von den schnell bewegten Ionen, etwa gar von den mit riesigen Geschwindigkeiten begabten negativen Elektronionen, ausgestrahlt werden, so müßte man *gemäß dem Dopplerschen Prinzip eine Verschiebung oder Verbreiterung der Spektrallinien* des elektrisch leuchtenden Gases beobachten. Dies ist aber weder in der positiven Lichtsäule noch in der negativen Glimmschicht der Fall.[1]) Die leuchtenden Teilchen sind eben weitaus in der

---

[1]) A. J. Ångström, P. A. **94,** 141, 1855; v. Zahn, W. A. 8,

Überzahl die neutralen Gasmoleküle. Diese aber gewinnen an sich allein im elektrischen Felde keine Geschwindigkeit, sondern erfahren erst durch den Stoß der positiven und negativen Elektronionen eine nicht bedeutende Erhöhung ihrer mittleren Temperatur (vergl. S. 415); der strahlungserregende Stoß der Elektronionen erteilt, wie oben dargelegt wurde, zudem nur einem Teil eines Moleküls eine Ablenkung und läßt dessen Hauptmasse nahezu ruhig liegen.

6. Abhängigkeit der Leuchtintensität.

Volumenleuchten, Zahl der Zusammenstöße. — Da das elektrische Leuchten eines durchströmten Gases kein Temperaturleuchten ist, so findet in ihm nur geringe Absorption statt, auch für seine eigenen Strahlen. Bei einem temperaturleuchtenden Körper darf die Leuchtintensität, die er einem außer ihm gelegenen Flächenelement zustrahlt, nicht gleich der Summe der Intensitäten gesetzt werden, welche seine einzelnen Teile an ihrem Orte in der Richtung nach dem beleuchteten Flächenelement ausstrahlen; es muß nämlich die Absorption im leuchtenden Körper selbst berücksichtigt werden; es ergiebt sich dann, daß für die Beleuchtung nach außen überwiegend nur die leuchtende Oberflächenschicht des Körpers in Betracht kommt. Bei elektrisch leuchtenden Gasen aber hat man nicht ein Oberflächen-, sondern ein Volumenleuchten. Die Beleuchtungsstärke eines außer ihm liegenden Flächenelementes ist gleich der Summe der Intensitäten, welche die einzelnen Volumenteile des Gases in der Richtung nach dem Flächenelement ausstrahlen.

Nun hängt die in einem elektrisch durchströmten Gase bei einer bestimmten mittleren Geschwindigkeit der negativen Elektronionen erregte Strahlungsintensität in der Volumeneinheit ab von der Zahl der Zusammenstöße der negativen Elektronionen mit anderen Teilchen; sie ist proportional dieser Zahl. Diese selbst aber ist wieder proportional der Zahl der negativen

675, 1879; Tait, Proc. Edinb. S. **10**, 430, 1880; E. Wiedemann u. Ebert, W. A. **31**, 652, 1889; Trowbridge, Ph. M. (5) **30**, 480, 1890; Michelson, Astrophys. Journ. **2**, 251, 1896; Battelli u. Stefanini, N. C. (4) **10**, 333, 1899.



Elektronionen. Demnach *ist bei konstanter mittlerer Geschwindigkeit der negativen Elektronionen und konstanter Gasdichte die Leuchtintensität der Volumeneinheit eines Gases proportional der Zahl der negativen Elektronionen. Wie man weiter leicht ersieht, ist bei konstanter Zahl und mittlerer Geschwindigkeit der negativen Elektronionen die Leuchtintensität der Volumeneinheit angenähert proportional dem Gasdruck bei konstanter Temperatur oder allgemein proportional der Gasdichte;* freilich ist hierbei die spektrale Intensitätsverteilung nicht ganz konstant, wie weiter unten näher ausgeführt wird.

Da die Strahlungserregung durch die negativen Elektronionen die Absorption von kinetischer Energie derselben verlangt, so kann man den Zusammenhang zwischen Leuchtintensität und der Zahl der Zusammenstöße noch folgendermaßen ausdrücken. *Die Volumeneinheit eines Gases leuchtet um so intensiver, je mehr sie kinetische Energie der negativen Elektronionen absorbiert.*

Bei konstanter Gasdichte und variabler Geschwindigkeit der Ionen ist für einen großen Geschwindigkeitsbereich die Absorption kinetischer Ionenenergie und damit die Leuchtintensität um so größer, je kleiner die Geschwindigkeit der Ionen ist (vergl. S. 330).

Spektrale Intensitätsverteilung, Spektren verschiedenen Grades. — Wie oben bereits erinnert wurde, ändert sich bei dem durch Molekülstoß erzeugten Temperaturleuchten die spektrale Intensitätsverteilung mit der absoluten Temperatur. Wächst diese, so nimmt in allen Teilen des Spektrums die Intensität zu, in den Teilen mit kürzerer Periode aber schneller als in denjenigen mit längerer Periode. Genau dasselbe hat beim elektrischen Leuchten der Gase unter dem Stoß der negativen Elektronionen statt. *Bei Konstanz der übrigen Umstände nimmt die spektrale Intensität mit wachsender Geschwindigkeit der negativen Ionen zu,* und zwar nimmt diejenige der kürzeren Wellenlänge hierbei schneller zu als diejenige der längeren; *mit wachsender Geschwindigkeit der negativen Elektronionen verschiebt sich darum der Schwerpunkt der spektralen Intensitätsverteilung in der Richtung von Rot zu Blau; das Gleiche gilt von der Gesamtfarbe, zu welcher das menschliche Auge die einzelnen Spektrallinien zusammenlegt.*

Der Grad eines Spektrums bezeichnet eine bestimmte

Intensitätsverteilung, entspricht also einer gewissen Geschwindigkeit der stoßenden Teilchen. Da nun in einem elektrisch durchströmten Gase im allgemeinen gleichzeitig eine große Zahl von verschiedenen Geschwindigkeeiten der negativen Ionen in derselben Volumeneinheit vorkommt, so erhält man gleichzeitig mehrere Spektra verschiedenen Grades; das zur Beobachtung gelangende ist dann die Resultante aus ihnen. Unter Umständen kann man aber auch in demselben Volumenteil eines elektrisch leuchtenden Gases Strahlungen verschiedenen Grades an der verschiedenen Gesamtfarbe erkennen.

Dunkle und leuchtende Strömungen und Räume. — Es liegt auf der Hand, daß ein elektrisch durchströmtes Gas nur dann zu bemerkbarem Leuchten angeregt wird, wenn sowohl die Zahl wie die Geschwindigkeit der negativen Elektronionen oberhalb eines gewissen Wertes liegt. Dies erklärt, warum die unselbständigen Strömungen ihr Gas nicht zum Leuchten bringen. Dagegen thun dies alle selbständigen Strömungen. In ihnen treten nämlich, wenn auch nicht in ihrer ganzen Ausdehnung, so doch an einzelnen Stellen große Geschwindigkeiten der negativen Elektronionen auf. Die Ionisierung durch Ionenstoß verlangt ja große Geschwindigkeiten; aus diesem Grunde *erscheint das elektrische Leuchten immer an die Partien gebunden, in denen Ionisierung durch Ionenstoß stattfindet und darum große Ionisation sich einstellt.* Das Auftreten dunkler und leuchtender Räume nebeneinander in derselben Strömung, so in dem geschichteten Glimmstrom, erklärt sich aus der verschiedenen Absorption von kinetischer Energie der Ionen. *Diejenigen Räume eines elektrisch durchströmten Gases leuchten, in denen die Absorption kinetischer Ionenenergie groß ist; wo sie klein ist, findet keine Strahlungserregung statt;* aus diesem Grunde geht das elektrische Leuchten eines Gases räumlich parallel nicht bloß der Ionisierung und Ionisation, sondern auch parallel dem Auftreten Joulescher Stromwärme. Es würde zu weit führen, alle einzelnen so mannigfaltigen und zahlreichen Fälle des elektrischen Leuchtens durchströmter Gase zu behandeln; wir beschränken uns im Nachstehenden auf die wichtigen und typischen Fälle.

Bemerkt sei noch Folgendes. In den hier ausführlich behandelten Fällen des elektrischen Leuchtens der Gase treten

die Ionen als Lichterreger immer innerhalb des Feldes einer elektrischen Strömung auf. Nach unserer Ionenstoßhypothese müssen die Ionen, speziell die negativen Elektronionen auch außerhalb des Gebietes einer elektrischen Strömung durch ihren Stoß Gase zum Leuchten bringen können. Dies ist in der That der Fall. Kathodenstrahlen,[1]) die in das Innere eines von elektrischen Kraftlinien freien Faradayschen Käfig geleitet werden oder durch ein Aluminiumfenster hindurch aus einem Stromgefäß in einen Gasraum austreten, erregen das von ihnen durchlaufene Gas zum Leuchten nach Maßgabe ihrer Absorption (vergl. S. 334).

7. Leuchten der positiven Lichtsäule.

Räumliche Verteilung. — In der ungeschichteten positiven Lichtsäule, mag sie dem Glimm- oder dem Büschelstrom angehören, findet in allen Querschnitten Ionisierung statt (vergl. S. 63); es ist darum überall die mittlere Geschwindigkeit der negativen Elektronionen und die Absorption ihrer kinetischen Energie groß, infolgedessen wird in allen Querschnitten das Gas zum Leuchten angeregt. In der geschichteten Lichtsäule ist von vornherein der Gasdruck niedriger, die mittlere freie Weglänge der Ionen größer und darum die Absorption der kinetischen Ionenenergie geringer. In dem dunklen Schichtende ist diese Absorption gering, da es von den negativen Elektronionen frei durchlaufen wird; in dem leuchtenden Schichtanfang, dem Ende der freien Weglänge, ist die kinetische Ionenenergie und ihre Absorption groß. Aus diesen Gründen leuchtet hier das Gas viel intensiver als dort.

Warum der *dunkle Zwischenraum* zwischen positiver Lichtsäule und negativer Glimmschicht nur wenig Licht ausstrahlt, ist leicht zu verstehen. An seinem Anfang, also am Ende der negativen Glimmschicht hat sich die kinetische Energie der von der Kathode herkommenden negativen Elektronionen oder der Kathodenstrahlen erschöpft. Im Zwischenraum selbst ist der Spannungsabfall nicht groß; die Ionen erlangen in ihm

---

[1]) Hertz, W. A. **19**, 807, 1881; †Lenard, W. A. **51**, 225, 1894; **63**, 253, 1897.

darum keine große Geschwindigkeit. Erst an seinem Ende wird der Spannungsabfall infolge Abnahme der Ionisation zu größeren Werten genötigt; mit der daraus folgenden Zunahme der Ionengeschwindigkeit beginnt dann aber auch die Ionisierung und damit die positive Lichtsäule.

Abhängigkeit von der Stromstärke.[1]) — In der ungeschichteten positiven Lichtsäule nimmt, wie oben S. 265 auseinandergesetzt wurde, die positive und negative Ionisation, also auch die Zahl der negativen Elektronionen proportional der Stromstärke zu, wenigstens in kleinen Variationsintervallen derselben und in weiteren Röhren. Gleichzeitig bleibt hierbei das Spannungsgefälle und damit die mittlere Ionengeschwindigkeit nahezu konstant. Da nun bei konstantem Gasdruck und konstanter Ionengeschwindigkeit die Leuchtintensität proportional der Zahl der negativen Elektronionen ist, so ist nach unserer Ionenstoßhypothese *die Leuchtintensität der ungeschichteten positiven Lichtsäule proportional der Stromstärke.* Dies zeigt in der That die messende Beobachtung. Es ist indes leicht zu sehen, daß dieser Satz nur in beschränkten Grenzen giltig ist und daß er nur für den die geforderte Konstanz liefernden stationären Strom gilt.

Abhängigkeit vom Querschnitt.[2]) — Nach S. 165 ist bei gleichem Gasdruck und gleicher Stromstärke das Spannungsgefälle in der positiven ungeschichteten Lichtsäule in engen Röhren größer als in weiten; das Gleiche gilt darum von der Geschwindigkeit der negativen Elektronionen. Da nun nach den obigen Auseinandersetzungen der Grad eines Spektrums oder der Gesamtfarbe um so höher ist, je größer die mittlere Geschwindigkeit der Ionen ist, so zeigen enge Röhren unter sonst gleichen Verhältnissen eine stärker nach Blau gravitierende Intensitätsverteilung im Spektrum der positiven Lichtsäule als weite Röhren. Giebt man beispielsweise einer mit Stickstoff von geeignetem Druck gefüllten Röhre zum Teil einen kleinen, zum Teil einen größeren Querschnitt, so leuchtet die positive Lichtsäule hier rötlich, dort bläulich.

---

[1]) Lagarde, A. Ch. Ph. (6) **4,** 370, 1885; †K. Ångström, W. A. **48,** 509, 1893; Kalähne, W. A. **65,** 831. 1898; † Ferry, Ph. R. **7,** 9, 1898.

[2]) Goldstein, W. A. **11,** 848, 1880; Schott, W. A. **59,** 768, 1896.



Abhängigkeit vom Gasdruck.[1]) — Hält man die Stärke eines ungeschichteten Glimmstromes konstant und erniedrigt allmählich den Gasdruck, so nimmt im allgemeinen die Intensität des einzelnen Spektralbezirkes zu und außerdem wird das Verhältnis der Intensität kürzerer Wellen zu derjenigen längerer allmählich größer. Dies erklärt sich daraus, daß mit zunehmender freier Weglänge, obzwar das Spannungsgefälle abnimmt, die mittlere Ionengeschwindigkeit langsam wächst und damit auch der Grad des Spektrums langsam höher wird. Mit abnehmendem Gasdruck verwandelt sich so beispielsweise die Gesamtfarbe der positiven Lichtsäule in Stickstoff langsam von Rot in Bläulich.

8. Leuchten der negativen Glimmschicht.

Glimmschicht, Kathodendunkelraum, Trichterlicht. — Wie schon mehrmals gesagt wurde, wird das Leuchten der negativen Glimmschicht von den Kathodenstrahlen hervorgebracht, welche von der Kathode weg in den Gasraum hinein sich fortpflanzen und dann hier durch ihren Stoß die Gasteilchen zum Leuchten erregen. Soweit die kinetische Energie groß ist und Absorption der Kathodenstrahlen durch das Gas statthat, leuchtet dieses, und die dadurch entstehende Leuchtpartie im Gas ist eben die negative Glimmschicht.

Der *dunkle Kathodenraum*, der zwischen Kathode und Glimmschicht liegt, wird ebenfalls von den Kathodenstrahlen durchlaufen und sollte darum scheinbar ebenfalls elektrisch leuchten. Daß er dies nur in geringem Maße thut, hat zwei Gründe. Erstens besitzen die negativen Elektronionen eine mittlere freie Weglänge, die größer als die Dicke des Kathodendunkelraumes ist; der Anfang der freien Weglänge der Kathodenstrahlen liegt aber an oder wenigstens in unmittelbarer Nähe der Kathodenoberfläche; der größere Teil der Kathodenstrahlen durchläuft also den Kathodendunkelraum frei ohne Zusammenstoß.

Zweitens *hängt die Zerstreuung der Kathodenstrahlen in*

[1]) † Ångström, W. A. 48, 509, 1893; Ferry, Ph. R. 7, 9, 1898; Kalähne, W. A. 65, 847, 1898.



einem Gase und damit auch die Intensität des elektrischen Leuchtens von der elektrischen Kraft am Orte der Zerstreuung ab. Bei der Besprechung der Zerstreuung der Kathodenstrahlen in einem Gase (vergl. S. 334) wurde angenommen, daß sie in einem Felde von der elektrischen Stärke Null stattfinde. In der That traf dies in den betrachteten Fällen zu und gilt auch für die Kathodenstrahlzerstreuung in der negativen Glimmschicht, da hier das Spannungsgefälle sehr klein ist (vergl. S. 162). Jene Annahme gilt aber nicht mehr für den Kathodendunkelraum; in diesem ist ja das Spannungsgefälle groß; die von vornherein wenigen Kathodenstrahlen, die in ihm zerstreut werden, unterliegen hierbei der Einwirkung der elektrischen Kraft. Diese hat nahezu die Richtung der primären unzerstreuten Strahlen; sie lagert sich auf die Kraft, welche zwischen den Gasteilchen und Kathodenstrahlen wirkt und diese seitlich von ihrer primären Richtung abzulenken sucht; die Komponente aus beiden Kräften hat umsomehr die primäre Kathodenstrahlrichtung, je stärker das elektrische Feld ist; desto geringer ist dann die Zerstreuung der Kathodenstrahlen. Das ist die eine Art, in welcher das Spannungsgefälle im Kathodendunkelraum die Kathodenstrahlzerstreuung und damit das elektrische Leuchten vermindert. Eine zweite Art ist Folgende. In der negativen Glimmschicht entstehen durch Zusammenstoß aus primären schnellen und darum wenig absorbierbaren Kathodenstrahlen sekundäre langsamere Strahlen, die gemäß ihrer größeren Absorbierbarkeit auch intensiveres Leuchten erregen; diese breiten sich nach allen Richtungen aus, auch rückwärts in den Kathodendunkelraum und würden in ihm Leuchten erregen, wenn sie in ihn tief eindringen könnten; dies ist ihnen aber nicht möglich, da sie als negative Teilchen von der elektrischen Kraft aus dem Dunkelraum zurückgetrieben werden.[1])

Wie bereits dargelegt wurde (S. 148), wirkt ein Engpaß in einer elektrischen Strömung durch ein verdünntes Gas vermöge des großen Spannungsabfalles in ihm wie eine Kathode; nach der Anode zu sendet er Kathodenstrahlen, nach der

[1]) Goldstein, V. D. Ph. G. **2**, 142, 1900; Hittorf, P. A. **136**, 207, 1869; W. A. **21**, 95, 1884; E. Wiedemann, W. A. **20**, 764, 1883; **63**, 242, 1897; Lehmann, W. A. **11**, 693, 1880; **56**, 304, 1895; Schuster, Pr. R. S. **37**, 336, 1884.



Kathode zu Kanalstrahlen in den Gasraum. Hier kommen diese zur Absorption und erregen dann das Gas ähnlich wie an der Kathode zum Leuchten; es setzt sich auf jedes Ende des Engpasses ein in den weiteren Röhrenraum hinein divergierendes Lichtbündel (vergl. Figg. 45—47), das sogenannte *Trichterlicht.*[1]) Der nach der Anode zu gelegene Teil desselben entspricht der negativen Glimmschicht, der andere dem Leuchten der ersten Kathodenschicht, das von den Kanalstrahlen erregt wird. Aus diesem Grunde sei hier das Trichterlicht nicht speziell näher betrachtet.

Abhängigkeit vom Kathodenfall. — Die Abhängigkeit der negativen Glimmschicht von verschiedenen Faktoren ist oben bereits mehrmals Gegenstand der Untersuchung gewesen (vergl. S. 136 u. S. 337). Wir können uns deshalb hier darauf beschränken, in kurzen Sätzen die Abhängigkeit der Leuchtintensität der negativen Glimmschicht zu beschreiben. Ihre Erklärung ist auf Grund der entwickelten Prinzipien der Ionenstoßtheorie (Zahl der Zusammenstöße, Absorption kinetischer Ionenenergie) leicht.

Bei konstantem Kathodenfall, also konstanter Kathodenstrahlgeschwindigkeit ist die Leuchtintensität der negativen Glimmschicht in der Volumeneinheit um so kleiner, je geringer die Gasdichte ist; bei konstanter Gasdichte wächst sie mit dem Kathodenfall; die Abnahme der Absorption infolge steigender Geschwindigkeit wird hierbei kompensiert und überwogen durch die Zunahme der Stromdichte. *Unter gleichen Umständen* (Gasdichte, Kathodenstrahlgeschwindigkeit, Stromdichte) *leuchtet die Volumeneinheit eines Gases in der negativen Glimmschicht um so intensiver, je stärker es die Kathodenstrahlen zerstreut oder absorbiert.*

Spektraler Charakter. — Die negative Glimmschicht und die positive Lichtsäule zeigen in der Regel eine verschiedene Gesamtfarbe; so leuchtet zwischen 10 und 1 mm Druck die positive Lichtsäule in Stickstoff oder auch in Luft rötlich, die negative Glimmschicht dagegen bläulich. Dieser Unterschied in der Gesamtfarbe bedeutet einen Unterschied in der spektralen Intensitätsverteilung. *Das Spektrum der negativen Glimmschicht ist von höherem Grade als dasjenige der positiven Lichtsäule.* Dies erklärt sich aus dem Geschwindigkeitsunterschied der

---

[1]) Goldstein, B. B. 1876, 290.

negativen Elektronionen hier und dort; während sie in der positiven Lichtsäule eine mittlere Spannungsdifferenz von etwa 50 Volt frei durchlaufen, ist diese frei durchlaufene Spannungsdifferenz an der Kathode gleich dem Kathodenfall; dieser aber beträgt, selbst wenn er normal ist, mehrere Hundert Volt. Die Geschwindigkeit oder die Temperatur der lichterregenden negativen Elektronionen und somit der Grad des zugehörigen Spektrums ist darum in der negativen Glimmschicht viel höher als in der positiven Lichtsäule. Da in der negativen Glimmschicht neben den schnellen primären Strahlen noch in großer Zahl die langsameren sekundären Strahlen, vorkommen, so werden nebeneinander zwei Strahlungen verschiedenen Grades erregt; in der That vermag unter Umständen das Auge zwei verschiedene Gesamtfarben in der negativen Glimmschicht zu unterscheiden.[1])

9. Leuchten der ersten Kathodenschicht.[2])

Wie bereits bemerkt, können in der ersten Kathodenschicht die positiven Ionen als Strahlungserreger in Betracht kommen; sie besitzen nämlich als Kanalstrahlen eine große kinetische Energie und können dann auch, obzwar in geringerem Grade als die viel schnelleren negativen Elektronionen, durch ihren Stoß neutrale Moleküle, in erster Linie aber sich selbst zum Leuchten erregen. Durch dieses machen sie ihre Bahn dem Auge sichtbar, wenn sie durch ein Loch in der Kathode in den Gasraum hinter sie treten (vergl. S. 134). Auch das gelbliche Leuchten der ersten Kathodenschicht ist wenigstens zu einem großen Teile auf den Stoß der auf die Kathode zuschießenden positiven Ionen zurückzuführen. Indes können in der ersten Kathodenschicht noch andere Ursachen Lichtemission hervorrufen. So werden ja in ihr positive Ionen von der elektrischen Strömung proportional zu deren Stärke abgeschieden;

---

[1]) Goldstein, W. A. **51**, 623, 1894; **67**, 84, 1899.

[2]) † Goldstein, B. B. 691, 1886; W. A. **64**, 38, 1898; Ph. Z. **1**, 133, 1899; V. D. Ph. G. **4**, 64, 1902; Schuster, Pr. R. S. **47**, 557, 1890; W. Wien, W. A. **65**, 446, 1898; Wehnelt, W. A. **67**, 421, 1899; † Wüllner, Ph. Z. **1**, 132, 1899.

Wiedervereinigung derselben mit negativen Elektronionen kann mit einer Ausstrahlung von Licht verbunden sein.

Das Leuchten der ersten Kathodenschicht ist experimentell noch wenig erforscht. Hierbei muß vor allem auf die hohe Temperatur an der Kathode Rücksicht genommen werden, ferner darauf, daß gerade an der Kathode ein unkontrollierbares Gasgemisch mit eigenartigem Leuchten (vergl. Leuchten gemischter Gase) entstehen kann. Auch kann man vielleicht hier eine Verschiebung oder Verbreiterung der Spektrallinien gemäß dem Dopplerschen Prinzip beobachten; hier besitzen nämlich die positiven Ionen einerseits eine große Geschwindigkeit, andererseits müssen auch sie selbst bei einem Zusammenstoß, nicht bloß das von ihnen getroffene Teilchen, ja sogar viel stärker als dieses zum Leuchten erregt werden. Entsprechend der bei Ionisierung geschaffenen Ionenenergie ist nämlich die elektromagnetische Feldenergie der Elektronen im schnell bewegten positiven Ion größer als im ruhenden neutralen Molekül; beim Zusammenstoß mit diesem *ist darum die Amplitude der Änderung der Feldenergie im positiven Ion größer als im neutralen Molekül und damit auch die Intensität der Lichtstrahlung.* Demnach haben wir das von den Kanalstrahlen hervorgebrachte elektrische Leuchten in erster Linie den positiven Ionen zuzuschreiben.

Einfacher als in der ersten Kathodenschicht liegen die Verhältnisse für das Leuchten derjenigen Kanalstrahlen, welche durch ein Loch in der Kathode im Gase hinter dieser verlaufen; hier treten die sekundären Wirkungen, welche wahrscheinlich an der Kathodenoberfläche mitspielen, zurück. Von dem Spektrum des von den Kanalstrahlen bewirkten Leuchtens ist weiter unten die Rede.

10. Spektra verschiedener Ordnung.[1])

Ein und dasselbe Gas besitzt nicht unter allen Umständen unveränderlich dasselbe Spektrum. Fast einem jeden Gase oder Dampfe sind vielmehr zwei Spektra eigentümlich. Das erste, das Linienspektrum, besteht aus einzelnen scharf be-

---

[1]) Plücker, Rep. Brit. Ass. 1863; Plücker u. Hittorf, Ph. Tr. **155**, 1, 1865; †Wüllner, P. A. **135**, 497, 1868; **137**, 337, 1869; **144**,

grenzten fest liegenden Linien. Das andere, das Bandenspektrum, besteht aus einer Reihe von breiten sogenannten Banden; eine jede Bande setzt sich wieder aus einer großen Zahl einzelner Spektrallinien zusammen, diese reihen sich, ausgehend von einer lichtstarken sogenannten Kante, in der Richtung von Rot zu Blau im Spektrum nach einem gewissen Gesetz aneinander. Zwischen dem einfach gebauten Linien- und dem komplizierten Bandenspektrum eines Gases besteht eine enge Verwandtschaft; *die Kanten der Banden des Linienspektrums fallen nämlich zum Teil mehr oder minder genau mit den Linien des Linienspektrums zusammen.*

Das Bandenspektrum tritt im allgemeinen gleichzeitig mit dem Linienspektrum auf, nur wird es unter Umständen so lichtschwach, daß es nicht mehr neben dem Linienspektrum wahrgenommen werden kann; in diesem Falle kann man es häufig dadurch wieder sichtbar machen, daß man von einer langen leuchtenden Gasschicht Licht in das Spektroskop fallen läßt. In der positiven Lichtsäule des konstanten Glimmstromes ist bei höheren Drucken das Bandenspektrum lichtstark; seine Intensität wird mit sinkendem Druck kleiner und bei niedrigem Druck ist nur mehr das Linienspektrum wahrzunehmen. Bei dem gleichen Druck ist in einer weiten Röhre das Bandenspektrum unter Umständen noch sichtbar, in einer engen Röhre nicht mehr. Indem man durch magnetische Ablenkung den Querschnitt einer positiven Lichtsäule verringert, kann man ihr Banden- in ein Linienspektrum verwandeln. Erhöht man die Stromdichte in einer positiven Lichtsäule, welche das Bandenspektrum zeigt, durch Vergrößerung der Stromstärke, so kann man das Banden- neben dem lichtstark werdenden Linienspektrum zum Verschwinden bringen; so erhält man unter Umständen mittels des Induktoriums in einem verdünnten Gase

---

103, 1871; **147**, 481, 1872; **149**, 103, 1873; **154**, 128, 1875; W. A. **8**, 590, 1879; Ph. Z. **1**, 132, 1899; A. J. Ångström, P. A. **144**, 300, 1871; Thalén, Bull. Soc. Chim. (2) **25**, 183; Salet, A. Ch. Ph. (4) **28**, 52, 1873; Schuster, P. A. **147**, 106, 1872; Ph. Tr. **170**, 41, 1879; Pr. R. S. **37**, 322, 1884; Chautard, C. R. **79**, 1123, 1874; **80**, 1161, 1875; †Goldstein, W. A. **15**, 280, 1882; B. B. 1886, 691; W. A. **64**, 38, 1898; Ph. Z. **1**, 133, 1899; Lehmann, W. A. **22**, 316, 1884; Ebert, W. A. **34**, 155, 1888; Kayser, W. A. **42**, 310, 1891; Trowbridge u. Richards, Ph. M. (5) **43**, 77, 135, 349, 1897.

ohne Kondensator überwiegend das Banden-, mit Kondensator das Linienspektrum. Es sei bemerkt, daß das Verschwinden des Bandenspektrums in den vorstehenden Fällen Hand in Hand geht mit dem Auftreten einer großen relativen Geschwindigkeit zwischen den negativen Elektronionen und den übrigen Teilchen im Gase; erstens steigt nämlich zusammen mit dem Spannungsgefälle in der positiven Lichtsäule die Geschwindigkeit der negativen Elektronionen, zweitens erhöht sich in den drei letzten Fällen mit wachsender Stromdichte die mittlere Temperatur des Gases.

In der negativen Glimmschicht überwiegt schon bei hohen Drucken das Linienspektrum an Intensität; so kann es vorkommen, daß die positive Lichtsäule (kleine Geschwindigkeit der negativen Ionen) das Banden-, die negative Glimmschicht (große Geschwindigkeit) das Linienspektrum zeigt; da auch hier wieder die Beziehung zwischen Geschwindigkeit der negativen Elektronionen und der Ordnung des Spektrums besteht, so können wir folgenden allgemeinen Satz aussprechen. *Mit wachsender relativer Geschwindigkeit der negativen Elektronionen in Bezug auf die übrigen Gasteilchen nimmt die Intensität des Bandenspektrums ab, diejenige des Linienspektrums zu.*

Die wichtige Frage nach der Zugehörigkeit der Spektren verschiedener Ordnung zu gewissen Trägern der Lichtemission läßt sich, wie bereits bemerkt wurde, nach dem gegenwärtigen Stande der Forschung nicht sicher beantworten. Der oben S. 447 ausgesprochenen Vermutung sei noch folgende Bemerkung beigefügt. Die zwei Spektra gehören wahrscheinlich nicht ein und demselben Träger an. Denn es ist nicht anzunehmen, daß sich mit der Amplitude der Schwingungen der lichtstrahlenden Elektronen ihre Periode oder deren Zahl so bedeutend ändert. Das Linien- und das Bandenspektrum müssen wir darum als Spektren verschiedener Art betrachten und demgemäß verschiedenartigen Trägern zuordnen. Diese müssen entsprechend der Verwandtschaft der beiden Spektren zwar nahe verwandt sein, aber doch gewisse Unterschiede zeigen. Gemäß dem komplizierteren Bau des Bandenspektrums muß auch sein Träger (neutrales Molekül) eine vielseitigere Bindung der schwingenden Elektronen zeigen als der Träger des Linienspektrums (positives Atomion).

Bei höherem Drucke zeigt ein Gas unter Umständen noch *ein Spektrum dritter Ordnung*, nämlich ein lichtschwaches *kontinuierliches Spektrum.* Über dieses liegen indes bis jetzt erst sehr wenige zuverlässige Beobachtungen vor. Seine Intensität wächst mit zunehmender Stromstärke.

Verschiedene Teile des Glimmstromes zeigen das Linien- und Bandenspektrum in verschiedener Intensität. So sind in der positiven Lichtsäule unter gewissen Umständen gleichzeitig beide Spektra mit angenähert gleicher Intensität beobachtbar; in der negativen Glimmschicht kann bei gewissen niedrigen Drucken das Linien- hinter dem Bandenspektrum zurücktreten; in der Gaspartie, welche unter dem Stoß der Kanalstrahlen leuchtet, überwiegt dagegen an Intensität das Linienspektrum. Diese letzte Erscheinung steht im Einklang mit der Vermutung, daß das Linienspektrum dem positiven Atomion zuzueignen ist; die Kanalstrahlen sind ja zum Teil positive Atomionen mit großer Geschwindigkeit, beim Auftreffen auf neutrale Gasteilchen müssen sie selbst und stärker als diese zum Leuchten erregt werden.

11. Leuchten gemischter Gase.[1]

Leuchten in demselben Raumteil. — Wir nehmen zunächst an, daß zwei Gase in einem Raumteil, in der positiven Lichtsäule oder in der negativen Glimmschicht, in einem bestimmten Verhältnis gemischt seien und daß dieses Verhältnis durch die elektrische Strömung nicht geändert werde. Unter dieser Voraussetzung ergiebt die Beobachtung Folgendes. Das erste Gas, etwa Wasserstoff, sei zunächst bei einem bestimmten Druck und einer bestimmten Stromstärke allein vorhanden, es besitzt dann eine bestimmte *Leuchtintensität;* diese *wird kleiner, wenn man zu ihm unter Konstanthaltung von Druck und Stromstärke einen kleinen Betrag eines zweiten Gases, etwa Quecksilberdampf, fügt. Mit dem Licht des ersten Gases mischt sich das-*

---

[1]) Wüllner, P. A. **144,** 481, 1872; W. A. **34,** 353, 1888; Lengyel, Litt. Ber. aus Ungarn **3,** 177, 1878; †E. Wiedemann, W. A. **5,** 524, 1878; Best, Manchester Proc. **26,** 102, 1887; Collie u. Ramsay, Pr. R. S. **59,** 257, 1896; †Lewis, W. A. **69,** 415, 1899; A. Ph. **2,** 447 1900; †Crookes, El. **48,** 703, 739, 1902.

jenige des zweiten; das Verhältnis der Intensität eines lichtstarken Spektralbezirkes des ersten Gases zu derjenigen des zweiten ist nicht gleich demjenigen der Partialdrucke der zwei Gase; *geringe Spuren eines Gases können in einem anderen zu einer beträchtlichen Lichtemission kommen und diejenige des anderen stark herabsetzen.* So erniedrigen bereits geringe Spuren von Quecksilberdampf die Lichtemission von Wasserstoff und Stickstoff; mit steigender Temperatur überwiegt in einem Gemisch von Gas und Quecksilberdampf immer die Leuchtintensität des Dampfes diejenige des Gases, und bei etwa 200° sind in dem Spektrum des Gemisches die Linien des Gases neben denjenigen des Dampfes überhaupt nicht mehr wahrzunehmen. Geringe Mengen von Sauerstoff erniedrigen beträchtlich die Leuchtintensität des Stickstoffs. In Gegenwart von Wasserstoff und Stickstoff bei niedrigem Druck sind verhältnismäßig große Mengen von Helium und Argon nötig, damit ihre Spektra wahrnehmbar werden; umgekehrt aber sind Spuren Wasserstoff und Stickstoff in Helium und Argon sichtbar. Allgemein läßt sich sagen: besitzt bei niedrigem Druck *von zwei Gasen das erste schon in sehr kleiner Menge im andern ein wahrnehmbares Spektrum, so ist das zweite im ersten nur bei Vorhandensein in großer Menge sichtbar.*

Sendet man durch ein Gemisch zweier Gase einen Glimmstrom, so *leuchtet in der positiven Lichtsäule bei höherem Druck überwiegend dasjenige Gas, welches durch die negativen Elektronionen leichter ionisiert wird*, in welchem also deren Ionisierungsspannung kleiner ist. Bei Erniedrigung des Druckes, als bei Vermehrung derjenigen negativen Ionen, welche zufällig eine große Geschwindigkeit annehmen, nimmt allmählich das Leuchten des schwerer ionisierbaren Gases zu. So tritt in Gemischen von Wasserstoff und Stickstoff bei höheren Drucken nur das Spektrum des Wasserstoffs auf, dasjenige des Stickstoffs tritt in Wasserstoff früher auf als dasjenige von Sauerstoff. In einem Gemisch von Stickstoff und Sauerstoff leuchtet zuerst jener.

Die vorstehenden Resultate der Erfahrung erklären sich aus unserer Ionenstoßtheorie in folgender Weise. Das elektrische Leuchten eines Gases ist die Folge der Absorption kinetischer Ionenenergie durch die neutralen Moleküle. Bewegen sich Ionen durch ein Gemisch zweier Gase, so werden sie unter

Absorption ihrer kinetischen Energie sowohl von dem einen wie von dem anderen Gase zerstreut. Die gesamte Zerstreuung in der Volumeneinheit des Gemisches ist gleich der Summe der Zerstreuungen durch die Komponenten des Gemisches. Für eine bestimmte Geschwindigkeit der Ionen ist die Zerstreuung proportional dem Partialdruck des betreffenden Gases, dem Zerstreuungskoëffizienten (vergl. S. 334). *Das elektrische Leuchten einer Komponente des Gasgemisches ist, für sich betrachtet, um so größer, je größer die Zerstreuung der Ionen in ihm ist.* Indes ist bei gleicher Zerstreuung oder gleicher Absorption von kinetischer Ionenenergie (E_a) der in physiologisch wahrnehmbare Lichtenergie (E_e) umgesetzte Betrag in verschiedenen Gasen nicht gleich groß. *Der optische Wirkungsgrad* $K = \frac{E_e}{E_a}$ *ist für verschiedene Gase und auch für verschiedene Geschwindigkeiten der lichterregenden Ionen verschieden groß.* Gemäß dem Zusammenhang zwischen der Ionisierung und dem elektrischen Leuchten (vergl. S. 445) ist das Verhältnis $K = \frac{E_e}{E_a}$ für ein Gas um so größer, je leichter es ionisiert wird. Bezeichnet E die in das Gas eindringende Ionenenergie, so ist für kleine Variationen derselben die ausgestrahlte Lichtintensität für ein Gas proportional $\varkappa_1 \cdot \alpha_1 \cdot p_1 \cdot E$, wo p_1 den Partialdruck des betreffenden Gases, α_1 den Absorptionskoëffizienten für die betreffende Geschwindigkeit bezeichnet. Das Verhältnis der Lichtintensitäten zweier Gase $\frac{\varkappa_1 \cdot \alpha_1 \cdot p_1}{\varkappa_2 \cdot \alpha_2 \cdot p_2}$ ist offenbar nicht gleich dem Verhältnis der Partialdrucke $\frac{p_1}{p_2}$; *bei gleichem Partialdruck leuchtet ein Gas verglichen mit einem zweiten um so intensiver, je größer sein Absorptions- oder Zerstreuungskoëffizient und je größer sein optischer Wirkungsgrad ist oder je leichter es ionisiert wird. Jenes Verhältnis der Lichtintensitäten gemischter Gase ist eine Funktion der Ionengeschwindigkeit*, da von dieser $\varkappa$ und α abhängen; es hat darum bei höheren Drucken (kleinere Geschwindigkeit) einen anderen Wert als bei tiefen, in der negativen Glimmschicht einen anderen als in der positiven Lichtsäule.

Räumliche Variation des Leuchtverhältnisses. — Auch wenn im stromlosen Zustand das Verhältnis der Partialdrucke in

einem Gemisch von Gasen räumlich konstant ist, so gilt dies doch nicht mehr während der elektrischen Strömung. Durch die Ionenverschiebung wird dieses Verhältnis an verschiedenen Punkten des durchströmten Gasgemisches geändert. Insbesondere ändert sich das Verhältnis an der Kathode; ist hier die Stromstärke der positiven Ionen des ersten Gases I_{p1}, diejenige des zweiten I_{p2}, so werden in der Zeiteinheit durch die Neutralisierung I_{p1} neutrale Moleküle des einen Gases, I_{p2} des anderen neu gebildet; infolgedessen kann an der Kathode der Partialdruck und damit das elektrische Leuchten des einen Gases überwiegen, während an der Anode das Umgekehrte der Fall sein kann (vergl. S. 287).

Auch innerhalb der geschichteten positiven Lichtsäule kann eine derartige Änderung des Verhältnisses der Partialdrucke eintreten (vergl. innere elektrische Konzentrationsänderung S. 278). So kann unmittelbar in dem Anfang einer Schicht das eine Gas, beispielsweise Quecksilberdampf, in größerer Menge sich ansammeln als im übrigen Teile der Schicht. Dazu kommt, daß dort die Temperatur des Gases höher ist als hier (vergl. S. 420); auch dadurch wird dann ein Unterschied in dem Verhältnis der Zerstreuungen der negativen Elektronionen hier und dort bedingt. Die Folge ist dann, daß eine positive Schicht eines Gasgemisches in verschiedenen Teilen eine verschiedene Färbung zeigt. Auch kann von der Verschiedenheit der Geschwindigkeit der negativen Ionen in verschiedenen Teilen einer Strömung eine räumliche Variation des Leuchtverhältnisses zweier Gase bedingt werden. In dieser Richtung ist die Erklärung folgender Beobachtung zu suchen.

In Wasserstoff, dem etwas Quecksilberdampf beigemischt ist, sind bei mittlerer Stromstärke die der Kathode zugewandten Stirnflächen der positiven Schichten bläulich, in ihrem übrigen Teil sind diese rötlich gefärbt; im Spektrum überwiegt hier die Intensität der Wasserstoff-, dort der Quecksilberlinien. Bei großer Stromstärke verschwindet die vom Quecksilber herrührende bläuliche Färbung aus allen Schichten, mit Ausnahme der ersten, welche der Kathode am nächsten liegt; diese zeigt dafür in ihrer ganzen Ausdehnung die bläuliche Färbung des Quecksilbers.

Neubildung von Gasen. — Die oben entwickelten Prinzipien des Leuchtens gemischter Gase sind bei dem Studium

des elektrischen Leuchtens sehr vieler Gase zu berücksichtigen. Durch die elektrische Strömung werden nämlich im allgemeinen in einem ursprünglichen einfachen Gase neue Gase gebildet. Immer bildet sich das Gas der negativen und dasjenige der positiven Ionen. Beide Gase besitzen innerhalb des neutralen Gases ihren eigenen Partialdruck; ebenso kommt dem negativen und dem positiven Ionengas ein Zerstreuungskoëffizient für Kathodenstrahlen zu, derjenige des negativen ist klein infolge der große Annäherung verhindernden wechselseitigen Abstoßung, *der Zerstreuungskoëffizient des positiven Ionengases ist groß infolge der großen wechselseitigen Anziehung zwischen den positiven Ionen und den Kathodenstrahlen.* Indes ist der Partialdruck der positiven und der negativen Ionen, verglichen mit demjenigen des neutralen Gases, sehr klein (vergl. S. 268), so daß die Zerstreuung der negativen Elektronionen an ihnen und das dadurch erregte Leuchten gering ist.

Neben positivem und negativem Ionengas kann sich in einem einfachen Gas unter der Wirkung der elektrischen Strömung eine Anzahl von neutralen Gasmolekülen größerer oder kleinerer Atomzahl bilden; so entsteht in durchströmtem Sauerstoff Ozon. Ein chemisch zusammengesetztes Gas kann zum Teil in einzelne Bestandteile zerlegt werden; zwischen zwei Gasen, wie Quecksilber und Stickstoff oder Wasserdampf und Stickstoff, kann eine chemische Umsetzung veranlaßt und dadurch ein neues Gas gebildet werden. In all diesen Fällen hat man das elektrische Leuchten unter dem Gesichtspunkt unseres Zerstreuungsprinzips zu betrachten.

Die Zusammensetzung und damit das elektrische Leuchten eines Gases kann endlich durch Dampfentwickelung aus den Elektroden eine Veränderung erfahren. Der elektrische Funke in Wasserstoff ist beispielsweise, bevor er in die Phase des Lichtbogens übergeht, ein Glimmstrom; als solcher bringt er den zunächst allein vorhandenen Wasserstoff zu intensivem Leuchten; je mehr indes beim Übergang in die Lichtbogenphase unter Steigen der Temperatur der Elektrodenmetalldampf in die Strombahn vordringt, desto mehr tritt in dieser das Leuchten des Gases zurück, während dasjenige des Dampfes intensiver wird. Ein sehr reichhaltiges Gemisch von Gasen und Dämpfen stellt der gewöhnliche Kohlenlichtbogen dar.

12. Einfluß der Temperatur, der Stromquelle und der Entladungsform.

Einfluß der Temperatur.[1]) — Wie bereits dargelegt wurde, verändert die Temperatur die Größe des Zerstreuungskoëffizienten eines Gases für Kathodenstrahlen und damit das elektrische Leuchten. Da dieses nicht ein Temperaturleuchten ist, so kann es durch Erhitzung des Gases nicht verstärkt werden; ja in Wirklichkeit scheint starke Erhitzung das elektrische Leuchten eines Gases auszulöschen, wie die folgenden Versuche zeigen.

Erhitzt man in der positiven Lichtsäule einen Glühkörper (Platindrahtspirale, Kohlenfaden) bis zur Weißglut, so erlischt rings um ihn herum bis auf einige Centimeter Abstand das elektrische Leuchten. Diese Erscheinung erklärt sich folgendermaßen. Durch die Erhitzung dehnt sich das Gas in der Nähe des Glühkörpers aus, infolgedessen nimmt hier seine Dichte und damit die Zerstreuung der negativen Elektronionen und das elektrische Leuchten ab.

Sendet man durch ein Gas mit dicken Platinelektroden von etwa 10 cm Abstand bei 20—50 mm Druck einen starken Strom, so leuchtet im Anfang das Gas auf dessen Bahn; sowie aber das Gas nach einiger Zeit sich stark erhitzt hat und die Elektroden hellrot glühen, konzentriert sich das Leuchten auf ein kleines blaues Flämmchen an der Kathode. Infolge der hohen Temperatur hat sich nämlich das Gas auf der Strombahn ausgedehnt und die Zerstreuung der negativen Elektronionen sich verringert, dazu ist bei der hohen Temperatur die Molisierung im Innern des Gases gering, so daß die Ionisierung durch Ionenstoß abnehmen kann.

Endlich versteht man nach dem Vorhergehenden leicht folgende Beobachtung. Eine Röhre sei von einem ungeschichteten Glimmstrom durchflossen; sie sei in einen Eisen-Asbest-Ofen eingeschlossen und werde bei konstantem Druck ausgehend von Zimmertemperatur bis etwa 300° erhitzt unter Konstanthaltung der elektromotorischen Kraft des Glimmstromes. Mit steigender Temperatur, also mit abnehmender Gasdichte, wird

[1]) Faye, C. R. **1**, 894, 960, 1860; † Hittorf, W. A. **21**, 111, 121, 1884; Wesendonck, W. A. **26**, 81, 1885; † Stark, A. Ph. **1**, 424; **3**, 243, 1900; † G. C. Schmidt, A. Ph. **1**, 625, 1900.

bei normalem Kathodenfall die negative Glimmschicht und der dunkle Zwischenraum länger, vor ihnen zieht sich die positive Lichtsäule nach der Anode zurück, zerfällt in Schichten und verschwindet bei kurzer Röhrenlänge schließlich ganz in der Anode.

Spektrale Wirkung verschiedener Stromquellen. — Ein Gas von bestimmtem Druck sei in ein Gefäß mit zwei Elektroden eingeschlossen; an diese sollen zeitlich nacheinander verschiedene Stromquellen gelegt und für jede möge das im Gase hervorgebrachte elektrische Leuchten studiert werden. Man beobachtet dann für jede Stromquelle sowohl eine andere Gesamtintensität, wie eine andere spektrale Intensitätsverteilung. Daß die verschiedenen Stromquellen, Hochspannungsbatterie, Induktorium, Kondensator, Wechsel-, Teslastromtransformator, Hertzsche Schwingungen, ein Gas bei gleichem Druck in verschiedener Weise zum Leuchten anregen, ist selbstverständlich. Denn dieses hängt ab von der Stromstärke und der Geschwindigkeit der negativen Elektronionen, beide Größen werden aber von den verschiedenen Stromquellen in verschiedenem Betrage und von den meisten noch dazu in zeitlicher Variation hervorgebracht. Genaue messende Untersuchungen über das elektrische Leuchten der Gase sollten nur mit dem konstanten Gleichstrom vorgenommen werden.

Leuchten bei verschiedenen Entladungsformen. — Die Selbstentladung, mag sie als Spitzen-, Büschel-, Glimmstrom erfolgen, ist immer mit einem elektrischen Leuchten verbunden; so vielgestaltig nun die räumliche Ausbreitung der Selbstentladung ist, ebenso formenreich sind die zugehörigen räumlichen Gebilde des elektrischen Leuchtens. Dazu kommt noch, daß an der Oberfläche von Isolatoren besonders verwickelte und darum in ihrem Leuchten reich und eigenartig gegliederte Entladungserscheinungen zu stande kommen; so lassen sich die Lichtenberg'schen Figuren nicht bloß durch das Schwefel-Mennige-Pulver sichtbar machen, schon bei ihrer Entstehung zeigen sie eine kongruente Leuchtfigur und lassen sich darum auch auf einer photographischen Platte fixieren. Alle jene Leuchterscheinungen, mögen sie auch an sich brillant sein und den Schein des Rätselhaften annehmen, sind theoretisch und praktisch ohne Bedeutung, sie ziehen leicht vom Kern der Sache

ab und sind auf Grund der hier entwickelten Prinzipien nicht schwer zu verstehen. Erwähnt sei lediglich folgender Versuch. Zwischen zwei Metallplatten werde eine Platte aus einem inhomogenen schlechten Leiter, so ein dünner Holzschliff zusammen mit einer photographischen Platte senkrecht zur Faserrichtung gelegt; läßt man dann einige Zeit die zwei Metallplatten an den Polen eines Induktoriums oder einer Influenzmaschine liegen, so bildet sich der Holzschliff auf der photographischen Platte ab, indem die besser leitenden Fasern desselben gegen diese einen feinen leuchtenden Spitzenstrom senden.

Über das Leuchten des elektrischen Funkens sei zum Schlusse Folgendes bemerkt. Wie bereits dargelegt wurde, zeigt der elektrische Funke zum Teil die Spektrallinien des Gases, zum Teil diejenigen des Elektrodenmetalles; seine Gesamtfarbe erscheint unserem Auge zumeist weiß. Dies rührt daher, daß seine Spektrallinien eine sehr große Intensität besitzen und infolgedessen von unserem Auge in ihrer Gesamtwirkung als weiß empfunden werden; zudem besitzt der elektrische Funke neben einem Linienspektrum auch ein kontinuierliches Spektrum.

13. Nachleuchten.[1]

Das elektrische Leuchten der Gase, das der Gegenstand dieses Kapitels ist, entsteht unmittelbar daraus, daß die Elektronen eines Gasteilchens durch den Stoß eines Ions zu Schwingungen und damit zur Lichtstrahlung angeregt werden. Nun kann noch auf andere Art ein elektrisch durchströmtes Gas zur Lichtemission gelangen.

Unter Umständen vollziehen sich chemische Umsetzungen unter Lichtentwickelung. In gemischten Gasen können durch

[1]) E. Becquerel, A. Ch. Ph. (3) **57,** 40, 1859; Rieß, P. A. **110,** 523, 1860; Morren, C. R. **53,** 794, 1861; **68,** 1033, 1260, 1869; A. Ch. Ph. (4) **4,** 295, 1865; **19,** 180, 1870; Sarasin, P. A. **140,** 425, 1870; A. Ch. Ph. (4) **19,** 180, 1870; De la Rive, A. Ch. Ph. (4) **19,** 191, 1870; Hertz, W. A. **19,** 78, 1883; Goldstein, V. Ph. G. **1,** 16, 1883; Warburg, Arch. Gen. (3) **12,** 504, 1884; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **32,** 335, 445, 1891; Kirn, W. A. **52,** 331, 1894; Séguy, C. R. **121,** 198, 1895; †Lewis, A. Ph. **2,** 466, 1900; †Burke, Ph. M. (6) **1,** 342, 455, 1901; Newall, Pr. Cambr. S. **9,** 295, 1901.

die elektrische Strömung Neubildungen zwischen verschiedenartigen Molekülen veranlaßt werden (vergl. chemische Wirkungen). Diese Neubildungen können zusammengesetzte neutrale Moleküle darstellen; indem diese, sei es innerhalb, sei es außerhalb der Strombahn, chemisch sich umbilden, vermögen sie unter Umständen Licht auszusenden. Dieses hängt dann offenbar nicht mehr direkt mit dem Ionenstoß zusammen, sondern ist unter Vermittlung der chemischen Umsetzung nur indirekt von ihm veranlaßt und zeitlich von ihm getrennt. In diesem Sinn mag man das Wort „Nachleuchten“ verstehen.

Da das Nachleuchten losgetrennt von den Ionen zwischen neutralen Molekülen sich abspielt, so kann es auch einige Zeit nach Erlöschen des Stromes und der Ionisation andauern; indem seine Träger aus der Strombahn herausdiffundieren, kann es außerhalb dieser auftreten und sich in benachbarte stromlose Röhren fortpflanzen. Es ist selbstverständlich innerhalb der Strombahn auch während der elektrischen Strömung vorhanden, tritt aber hier gegen die viel größere Intensität des Ionenstoßleuchtens zurück.

In ganz reinen Gasen ist das Nachleuchten nicht möglich, doch genügen geringe Zusätze gewisser Gase, es hervorzurufen. In mäßig verdünntem Stickstoff, der Spuren von Sauerstoff enthält, umgiebt das Nachleuchten als chamoisgelber Nebel die Strombahn des Glimmstromes, wenn dieser in sehr großer Stärke durch eine Kondensatorentladung hervorgebracht wird; sein Spektrum zeigt mehrere Banden, welche mit denen des Stickstoffes übereinzustimmen scheinen. Auch mittels des Ringstromes läßt sich in Stickstoff bei Gegenwart von etwas Sauerstoff das Nachleuchten hervorbringen; dieses pflanzt sich hierbei aus dem Stromgefäß in den Ansatzröhren mit 1—2 m Geschwindigkeit fort.

14. Entladungsstrahlen.[1])

Es giebt Körper, wie ein Gemisch von Calcium- und etwas Magnesiumsulfat, welche beim Erwärmen unterhalb der

[1]) E. Becquerel, La Lumière, **1**, 327, 1867; E. Wiedemann, Z. Elch. **1**, 159, 1895; †Hoffmann, W. A. **60**, 269, 1897; Arnold, W. A. **61**, 328, 1897; J. J. Thomson, Pr. Cambr. S. **10**, 74, 1899.

Glühtemperatur ein lebhaftes Licht aussenden. Diese Eigenschaft, die *Thermolumineszenz*, gewinnen sie durch verschiedene Ursachen, beispielsweise durch das Auftreffen von Kathoden- oder Röntgen- oder ultravioletten Lichtstrahlen; sie verlieren die Eigenschaft durch längeres Erwärmen; es wird hierbei unter Lichtentwickelung offenbar eine durch die Bestrahlung bewirkte chemische Veränderung wieder rückgängig. Von der Bahn eines Funkens und eines Glimmstromes in einem Gas von atmosphärischem oder kleinerem Druck gehen nun Strahlen aus, welche genäherte geeignete Körper durch ihr Auftreffen zur Thermolumineszenz befähigen; ihrem Ursprunge gemäß sind sie Entladungsstrahlen genannt worden.

Die Natur der Entladungsstrahlen ist noch nicht genügend aufgeklärt. Sie scheinen zum Teil aus ultravioletten Strahlen von hoher Brechbarkeit, zum Teil aus Röntgenstrahlen von großer Absorbierbarkeit zu bestehen. Mit abnehmendem Druck nimmt die Intensität jenes Teiles ab, diejenige dieses Teiles zu; darum nehmen die Entladungsstrahlen bei niedrigen Drucken immer reiner den Charakter von Röntgenstrahlen an. Daß durch den Zusammenstoß der sehr schnellen negativen Elektronionen mit Gasteilchen intensives ultraviolettes Licht entstehen kann, ist nach den Darlegungen dieses Kapitels ohne weiteres verständlich; daß von dem Innern eines durch Ionenstoß leuchtenden Gases und zwar von den stoßenden negativen Elektronionen stark absorbierbare Röntgenstrahlen ausgehen müssen, wird im nächsten Abschnitt klar gemacht werden.

Solange die ultravioletten Lichtwellen und die Röntgenstrahlen in den Entladungsstrahlen nicht auseinandergehalten und getrennt untersucht werden, weiß man auch nicht, welcher Komponente man ihre Eigenschaften zuordnen soll. Von diesen seien außer der Wirkung auf thermolumineszenzfähige Körper noch folgende angeführt. Wie ultraviolette und Röntgenstrahlen ionisieren die Entladungsstrahlen ein von ihnen durchlaufenes Gas; sie werden von Gasen absorbiert, am wenigsten in Wasserstoff, sehr stark in Leuchtgas; noch stärker werden sie von festen und flüssigen Körpern absorbiert, durch Quarz und Flußspat vermögen sie indes, wenn auch geschwächt, zu gehen, analog dem ultravioletten Licht; die bei tieferen Drucken entwickelten Entladungsstrahlen gewinnen allmählich die Fähig-

keit, die Körper gemäß der Dichte zu durchdringen, ähnlich den Röntgenstrahlen. Die Entladungsstrahlen gehen von allen Stellen der Funkenbahn aus, etwas intensiver aber von der negativen Glimmschicht; hier ist ja die Geschwindigkeit der sie erregenden negativen Elektronionen am größten.

II. Röntgenstrahlen.

1. Röntgenstrahlen als elektromagnetische Impulse.[1])

Entstehung eines elektromagnetischen Impulses. — Wie oben S. 438 dargelegt wurde, strahlt ein Elektron elektromagnetische Energie in den Äther aus, wenn sein elektromagnetisches Feld eine schnelle zeitliche Änderung erfährt. Führt das Elektron in dem Verband eines positiven Ions oder eines neutralen Moleküls Schwingungen aus, so entspricht einer jeden derselben eine in den Äther hinauseilende Welle von bestimmter Länge, und die einzelnen Wellen reihen sich zu einem langen Zug aneinander. Würde das Elektron nur eine einzige Schwingung ausführen oder allgemeiner nur ein einziges Mal seine Geschwindigkeit schnell ändern, so würde nur eine einzige Welle in den Äther hinausgesandt werden. Dieser Fall kann offenbar nicht an dem gebundenen, wohl aber an dem freien Elektron eintreten. Ein freies Elektron soll eine große Geschwindigkeit besitzen, auf seinem geradlinigen Wege treffe es auf ein Massenteilchen, dadurch sinke in kurzer Zeit seine Geschwindigkeit in der ursprünglichen Richtung auf Null, darnach mag es durch rückwirkende Kräfte wieder mit schnell anwachsender Geschwindigkeit zurückgeworfen werden und in einigem Abstand von dem reflektierenden Teilchen wieder konstante Geschwin-

---

[1]) Wiechert, Abh. phys.-ök. Ges. Königsberg 1896, 1, W. A. **59**, 283, 1896; Stokes, Pr. Cambr. S. **9**, 215, 1896; Proc. Manchester Lit. and Phil. Soc. 1897; J. J. Thomson, Ph. M. (5) **45**, 172, 1898; Sommerfeld, Ph. Z. **1**, 105, 1899. Andere Theorien: van der Waals, F. 1896, 633; Michelson, Am. J. Sc. (4) **1**, 312, 1896; Raveau, J. Ph. (3) **5**, 113, 1896; Maltézos, C. R. **122**, 1115, 1474, 1533, 1896; Goldhammer, W. A. **57**, 635, 1896; J. J. Thomson, Pr. Cambr. S. **9**, 49, 1896; Walter, W. A. **66**, 74, 1898; Wind, W. A. **68**, 896, 1898; Stoney, Ph. M. (5) **45**, 532; **46**, 253, 1898; Sagnac, J. Ph. (3) **9**, 188, 1900.

digkeit annehmen. Nach unseren Darlegungen über elektromagnetische Ausstrahlung muß dann während der Geschwindigkeitsabnahme und mit entgegengesetzter Amplitude während der Geschwindigkeitszunahme elektromagnetische Ausstrahlung in Form einer einzigen Welle eintreten, vorausgesetzt, daß die zeitliche Variation des Feldes des Elektrons genügend schnell erfolgt. Die Form dieser einzigen von dem freien Elektron ausgehenden Welle ist natürlich nicht notwendig sinusförmig; auch liegen ihre positiven und negativen Amplituden im allgemeinen nicht symmetrisch in Bezug auf die Amplitude Null; wird das Elektron nach dem Zusammenstoß nicht wieder, wenigstens nicht mit einer großen Geschwindigkeit, zurückgeworfen, sondern kommt es durch den Stoß plötzlich zum Stillstand, so fehlen in der ausgesandten Welle überhaupt die negativen Amplituden, sie nimmt dann den strengen Charakter eines Impulses an. Um diesen wechselnden Charakter und den Unterschied von einer gewöhnlichen, einem ganzen Zuge angehörenden Lichtwelle anzudeuten, *sei die von einem freien Elektron ausgehende einzige Welle elektromagnetischer Strahlungsenergie elektromagnetischer Impuls oder auch Ätherimpuls genannt.*

In Gasen ist nun die Möglichkeit gegeben, elektromagnetische Impulse zu erzeugen. *In ihnen treten nämlich erstens freie Elektronen und zwar negative auf; zweitens kann man diesen große Geschwindigkeiten erteilen, weil sie eine kleine Masse besitzen und weil man sie bei niedrigem Gasdruck große Spannungsdifferenzen frei durchlaufen lassen kann; drittens kann man an diesen negativen Elektronen oder Kathodenstrahlen große Geschwindigkeitsänderungen hervorbringen, indem man sie auf die Massenteilchen eines gasförmigen, flüssigen, vor allem aber festen Körpers fallen läßt. Als derartige elektromagnetische Impulse wollen wir die Röntgenstrahlen auffassen.*

Maximale Amplitude und Länge eines Impulses. — Wie oben S. 436 dargelegt wurde, ist die von einem Elektron ausgestrahlte Energie dann im Maximum, wenn die Änderung seiner kinetischen Energie oder die Größe $v \cdot \frac{dv}{dt}$ (v Geschwindigkeit, t Zeit) im Maximum ist. Es ist nicht Aufgabe dieses Buches, die elektromagnetische Ausstrahlung eingehend und genau zu behandeln; wir haben lediglich ihren Zusammenhang

mit der Bewegung der freien Ionen zu untersuchen; es muß uns hierbei genügen, eine Anschauung von dem Vorgang und eine Vorstellung von der Größenordnung der in Betracht kommenden Werte zu erhalten. In diesem Sinne wollen wir die nachstehende Rechnung ausführen.

Die Geschwindigkeit eines negativen Elektronions (Kathodenstrahles) sei $1 \cdot 10^{10}$; sie entspricht einer erzeugenden Elektrodenspannung von etwa 28000 Volt. Der Kathodenstrahl treffe auf ein Molekül und werde, nachdem er bis in seine Mitte vorgedrungen ist, oder auch wie ein seine Sonne eng umkreisender Komet wieder zurückgeworfen, dabei nimmt an oder in dem Molekül seine Geschwindigkeit v in der Anfangsrichtung von ihrem Anfangswert $1 \cdot 10^{10}$ auf Null innerhalb der Zeit dt um ihren ganzen Betrag $dv = v$ ab. Die Zeit dt berechnet sich angenähert aus der mittleren Geschwindigkeit $\frac{v}{2}$ und dem Weg, auf dem die Geschwindigkeitsänderung stattfindet; setzen wir diesen Weg gleich dem Durchmesser des Moleküls $2r$, so gilt $dt = 2r \Big/ \frac{v}{2}$. Für $2r$ setzen wir den Durchmesser des Kohlensäuremoleküls ein ($2r = 2{,}5 \cdot 10^{-8}$ cm). Wir erhalten so $v \cdot \frac{dv}{dt} = \frac{v^3}{4 \cdot 2r} = 10^{34}$. Für die D-Linien des Natriumdampfes in der Bunsenflamme besitzt $v \cdot \frac{dv}{dt}$ den Wert $2{,}1 \cdot 10^{23}$. Mag nun 10^{34} um zwei Dezimalen zu groß oder zu klein gefunden sein, jedenfalls sehen wir, daß beim Auftreffen der Kathodenstrahlen auf Massenteilchen eine ungemein kräftige elektromagnetische Ausstrahlung eintreten kann. *Die als Röntgenstrahlen auftretenden elektromagnetischen Impulse führen demnach auf ihrer Länge eine viel größere Energie mit sich fort als eine gewöhnliche Lichtwelle auf ihrer Länge.*

Die Länge eines elektromagnetischen Impulses oder Röntgenstrahles berechnet sich der Größenordnung nach in folgender Weise. Als elektromagnetische Störung im Äther pflanzt sich der Impuls mit Lichtgeschwindigkeit c fort; seine Länge ist demnach gleich dem Wege, welchen er während der ganzen Geschwindigkeitsänderung des Elektrons zurücklegt; diese umfaßt die Zeit von dem Beginn bis zum Aufhören sehr großer Annäherung. Nehmen

wir an, während dieser Zeit t durchlaufe das Elektronion zweimal den Moleküldurchmesser mit mittlerer Geschwindigkeit $\frac{v}{2}$, so ist $t = 2 \cdot 2\, r \Big/ \frac{v}{2}$ und die Länge des Impulses $\lambda = c \cdot t = \frac{c \cdot 4 \cdot 2\, r}{v}$. In dem angenommenen speziellen Fall ($v = 1 \cdot 10^{10}$ cm · sec^{-1}, $2\, r = 2{,}5 \cdot 10^{-8}$ cm) ist $\lambda = 3 \cdot 10^{-7}$ cm. Die Wellenlänge der D-Linien ist $5{,}89 \cdot 10^{-5}$.

2. Erzeugung der Röntgenstrahlen.[1])

Erzeugende Kathodenstrahlgeschwindigkeit. — Läßt man Kathodenstrahlen von großer Geschwindigkeit auf einen festen Körper, z. B. eine Platinplatte, fallen, so sendet dieser Röntgenstrahlen aus; *die Endpunkte der Kathodenstrahlen an dem getroffenen Körper sind die Ausgangspunkte der Röntgenstrahlen.* Dies lehrt die Erfahrung. Nach unserer Auffassung von dem Wesen und der Erzeugung der Röntgenstrahlen ist dies zu erwarten. In Übereinstimmung mit ihr steht auch die Beobachtung, daß *die Röntgenstrahlen ein verschiedenes Verhalten zeigen je nach der Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen.* Von dieser hängt einmal die von den Röntgenstrahlen mitgeführte elektromagnetische Energie ab, sodann auch ihre Länge; jene wächst mit steigender Geschwindigkeit, diese dagegen ist ihr umgekehrt proportional. *Als ein Charakteristikum der Röntgenstrahlen haben wir darum die Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen zu betrachten. Ein zweites Charakteristikum ist die Absorbierbarkeit;* wie weiter unten ge-

[1]) † Röntgen, Würzb. B. 1895, 137; 1896, 11, W. A. **64**, 18, 1898; Porter, Nat. **54**, 149, 1896; Hoorweg, F. 1896, II, 632; van der Waals, F. 1896, II, 632; Knudsen, F. 1896, II, 633; Kalischer, Naturw. R. **11**, 259, 1896; Hagenbach-Bischoff, Arch. Gen. **2**, 519, 1896; Battelli, N. C. **3**, 129, 1899; Macintyre, Nat. **55**, 64, 1896; Haga, F. 1896, II, 632; Campanile u. Stromei, N. C. **4**, 5, 1896; Roiti, Rend. Linc. **5**, 156, 1896; Meslin, C. R. **122**, 776, 1896; Wood, Ph. R. **5**, 1, 1897; Callendar u. Evans, Nat. **56**, 674, 1897; Norton u. Lawrence, Nat. **55**, 460, 1897; Swinton, Pr. R. S. **61**, 222, 1897; Des Coudres, W. A. **66**, 65, 1898; Roiti, Ph. M. (5) **45**, 503, 1898; Molloy, Pr. Dublin Soc. **8**, 515, 1899; Remond, F. 1899, II, 798; † Winkelmann, A. Ph. **2**, 757, 1900; Trowbridge, Ph. M. **50**, 132, 1900; Ph. Z. **1**, 493, 1900; Gardiner, F. 1900, II, 676.

zeigt wird, hängt diese aufs engste mit der erzeugenden Kathodenstrahlgeschwindigkeit zusammen; je schneller nämlich die Kathodenstrahlen sind, desto weniger werden die von ihnen erzeugten Röntgenstrahlen absorbiert.

Erzeugende Elektrodenspannung, Gasdruck. — Die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen ist proportional der Quadratwurzel aus der von ihnen frei durchlaufenen Spannungsdifferenz; durchlaufen sie die ganze Elektrodenspannung frei, so können die von ihnen erzeugten Röntgenstrahlen in Zusammenhang gebracht werden mit der Elektrodenspannung. Wie wir zu erwarten haben, *sind die Röntgenstrahlen um so weniger absorbierbar, je größer die sie erzeugende Elektrodenspannung ist.*

Schaltet man vor das Stromgefäß, in dem Röntgenstrahlen durch Kathodenstrahlen erzeugt werden sollen, eine Funkenstrecke, so erhält man schon bei Drucken Röntgenstrahlen, bei welchen, ohne die Funkenstrecke, außerhalb des Gefäßes noch keine Röntgenstrahlen auftreten. Und bei niedrigem Druck erhält man mit der Funkenstrecke weniger absorbierbare Strahlen als ohne dieselbe. Wie bereits erwähnt (S. 233), erklärt sich diese Beobachtung in folgender Weise. Das Vorhandensein der Funkenstrecke nötigt erst die Spannungsdifferenz zwischen ihren Polen und somit die zur Entladung verfügbare Elektrizitätsmenge einen großen Wert anzunehmen; sowie aber dann einmal der Funke auftritt, ist der Widerstand in ihm klein; es kann darum ein starker Strom durch das Röntgenrohr gehen, einen großen Kathodenfall, schnelle Kathoden- und somit wenig absorbierbare Röntgenstrahlen erzeugen.

Insofern die Elektrodenspannung des Glimmstromes bei sonst konstanten Verhältnissen wieder abhängt vom Gasdruck, tritt dieser ebenfalls in eine gewisse Beziehung zur Erzeugung der Röntgenstrahlen. Um wenig absorbierbare Röntgenstrahlen zu erhalten, müssen wir die negativen Elektronionen eine große Spannungsdifferenz durchlaufen lassen. Zu diesem Zweck haben wir ihre freie Weglänge groß zu machen; dies geschieht, indem wir das Gas im Stromgefäß verdünnen. Auf die große freie Weglänge haben wir dann eine große Spannungsdifferenz zu legen. Und hierzu ist ebenfalls niedriger Druck notwendig. Denn nach S. 172 wächst der Kathodenfall rasch, wenn der Gasdruck abnimmt; bei niedrigem Gasdruck ist dann die

Elektrodenspannung nahezu gleich dem Kathodenfall (vergl. S. 106) und dieser wird ja von den negativen Elektronionen (vergl. S. 67) immer frei durchlaufen. Aus diesem Grunde *sind die Röntgenstrahlen um so weniger absorbierbar, je kleiner der Gasdruck ist, bei dem sie erzeugt werden.* Indes ist dieser Zusammenhang zwischen Gasdruck und der Art der erzeugten Röntgenstrahlen ein indirekter. Man kann auch schon bei höheren Gasdrucken wenig absorbierbare Röntgenstrahlen gewinnen, indem man durch Erhöhung der Stromstärke den Kathodenfall groß macht (vergl. S. 170), beispielsweise durch Anwendung einer großen elektromotorischen Kraft (Teslaspannung) oder durch Vorschaltung einer Funkenstrecke.

Der Gasdruck für sich allein ist nicht maßgebend für den Charakter der bei ihm erzeugten *Röntgenstrahlen; deren Auftreten beginnt auch nicht von einem gewissen niedrigen Gasdruck ab. Sie sind in dem Glimmstrom auch bei höheren Drucken vorhanden; nur können sie bei diesen nicht außerhalb der Stromröhre auftreten;* entsprechend den höheren Drucken ist nämlich die von den negativen Elektronionen frei durchlaufene Spannungsdifferenz und damit ihre Geschwindigkeit klein; infolgedessen sind die von ihnen erzeugten Röntgenstrahlen stark absorbierbar und vermögen nicht durch die Wand des Stromgefäßes zu dringen.

Verschiedene, selbst geometrisch kongruente Röntgenröhren geben im allgemeinen verschiedenartige Röntgenstrahlen, auch wenn sie mit demselben Induktorium betrieben werden. Je niedriger der Gasdruck in einer Röhre ist, bei desto höherer Elektrodenspannung geht durch sie die Entladung, desto größer ist die Geschwindigkeit ihrer Kathodenstrahlen und darum desto kleiner die Absorbierbarkeit ihrer Röntgenstrahlen. Röhren, welche mit hoher Elektrodenspannung arbeiten und wenig absorbierbare Strahlen liefern, heißen hart; Röhren, welche bei höherem Gasdruck eine geringere Elektrodenspannung beanspruchen, heißen weich.

Inhomogene Röntgenstrahlen. — Der Charakter der Röntgenstrahlen, ihre Absorbierbarkeit, hängt ab von der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen oder von der Größe der erzeugenden Elektrodenspannung. Finden darum in einem Röntgenrohre rasch hintereinander Entladungen bei verschiedenen Elektroden-

spannungen (Partialentladungen, vergl. S. 231) statt, so sind die ausgesandten Röntgenstrahlen inhomogen; es scheinen gleichzeitig verschieden stark absorbierbare Teile in ihnen vorhanden zu sein. Ein inhomogenes Röntgenstrahlenbündel macht man homogen, indem man es durch absorbierende Platten gehen läßt und so die stärker absorbierbaren Teile beseitigt. Auch die bei einer und derselben Elektrodenspannung erzeugten Röntgenstrahlen sind nicht genau homogen; es erfahren ja die auf die Antikathode treffenden Kathodenstrahlen nicht alle eine gleich große zeitliche Variation ihrer Geschwindigkeit. Indes sind in diesem Falle die Differenzen nicht sehr groß, dazu wird ein Teil der stark absorbierbaren Strahlen bereits von der Gefäßwand aufgehalten.

Wegen der wechselnden Absorbierbarkeit darf man die Wirkungen von Röntgenstrahlen, die mit verschiedenen elektromotorischen Kräften (verschiedenem Primärstrom beim Induktorium) oder bei verschiedenen Gasdrucken erzeugt wurden, im allgemeinen nicht mit einander vergleichen. Wie bereits erwähnt wurde und unten näher ausgeführt ist, nimmt durch die elektrische Strömung der Gasdruck im Glimmstrom und somit in einem Röntgenrohr allmählich ab, das Rohr wird mit der Zeit von selbst härter. Auf diese Erscheinung muß man Rücksicht nehmen, wenn man eine Reihe von Messungen an Wirkungen (Ionisierung, Absorption) ausgeführt, die von den Röntgenstrahlen desselben Rohres hervorgebracht werden; während der Messungsreihe darf sich der Gasdruck im Röntgenrohre nicht beträchtlich ändern.

Dauer der Röntgenstrahlung.[1]) — Solange von der Kathode her genügend schnelle Kathodenstrahlen auf einen festen Körper (Antikathode) treffen, solange sendet dieser Röntgenstrahlen aus. Die Dauer der Ausstrahlung hat mit den Röntgenstrahlen selbst nichts zu thun, sondern hängt ab von der Dauer der Entladung. Auch mit einem konstanten Strom aus einer Hochspannungsbatterie lassen sich Röntgenstrahlen erzeugen.

Zur Berechnung der Leistung der Röntgenstrahlung (Energie

[1]) Roiti, Rend. Linc. 5, 243, 1896; Trouton, Chem. News 74, 175, 1896; Morize, C. R. 127, 546, 1898; Brunhes, C. R. 130, 1007, 1900.



in der Zeiteinheit von den Röntgenstrahlen weggeführt) ist indes die Kenntnis der Dauer der Röntgenstrahlenemission notwendig (vergl. Energie der Röntgenstrahlen). In einem speziellen Falle ergab sich die Emissionsdauer zu $^1/_{800}$ bis $^1/_{10000}$ Sekunde.

Radioaktive Substanz als Quelle von Röntgenstrahlen. — Einige radioaktive Substanzen, vor allem das Radium, senden Kathodenstrahlen aus. Wie diese in Röntgenröhren bei ihrem Auftreffen auf Körperteilchen Röntgenstrahlen erzeugen, so lassen sich auch aus den magnetisch ablenkbaren Strahlen (Kathodenstrahlen) der radioaktiven Substanzen Röntgenstrahlen gewinnen. Diese kommen auf zweierlei Weise zustande. Erstens können die magnetisch ablenkbaren Becquerel-Strahlen noch innerhalb der radioaktiven Substanz auf Massenteilchen treffen und beim Zusammenstoß Röntgenstrahlen erzeugen; infolgedessen erscheinen die von der radioaktiven Substanz ausgehenden Becquerel-Strahlen zusammengesetzt aus Kathoden- und Röntgenstrahlen; beide besitzen ein großes Durchdringungsvermögen; jene haben nämlich eine sehr große Geschwindigkeit, diese sind darum wenig absorbierbar; primär indes sind die Kathodenstrahlen, sekundär erzeugt die Röntgenstrahlen. Zweitens können die magnetisch ablenkbaren Becquerel-Strahlen nach dem Verlassen der radioaktiven Substanz auf Massenteilchen, z. B. eine Metallplatte treffen; wie die im Vakuum auf die Antikathode treffenden Kathodenstrahlen erzeugen sie dann Röntgenstrahlen. Diese erscheinen dann als Anteil der von dem getroffenen Körper ausgehenden Sekundärstrahlung. Diese ist ja, wie bereits S. 82 bemerkt wurde, eine sehr verwickelte Erscheinung; sie setzt sich zusammen aus reflektierten Kathodenstrahlen, aus Röntgenstrahlen, die beim Auftreffen der Kathodenstrahlen erzeugt wurden, und wahrscheinlich auch aus ultraviolettem Licht.

3. Emission der Röntgenstrahlen durch verschiedene Körper.[1])

Wie oben dargelegt wurde, entstehen die Röntgenstrahlen als elektromagnetische Impulse dadurch, daß Kathodenstrahlen

[1]) Röntgen, Würzb. B. 1896, 11; †Roiti, Rend. Linc. (5) **5**, 185, 1896; Ph. M. (5) **45**, 503, 1898; Guillaume, C. R. **123**, 450, 1896; Battelli, N. C. (4) **3**, 129, 1896; Trowbridge, Am. J. Sc. (4) **1**, 245, 1896; Kaufmann, V. Ph. G. **16**, 116, 1897.

beim Auftreffen auf Massenteilchen eine schnelle Variation ihres elektromagnetischen Feldes erfahren. Wie wir wissen, treffen die Kathodenstrahlen nicht bloß die Teilchen der obersten Schicht eines festen Körpers, sondern sie dringen dank ihrer kleinen Masse zum Teil durch die Lücken zwischen den Körpermolekülen ein und treffen auch auf die Teilchen tiefer liegender Schichten. *Ein von genügend schnellen Kathodenstrahlen getroffener fester Körper sendet darum nicht bloß von den Teilchen seiner obersten Schicht, sondern auch aus den tiefer liegenden Schichten Röntgenstrahlen aus.* Um von diesen in den Gasraum gelangen zu können, haben sie die oberste Schicht zu durchlaufen, dabei erfahren sie Absorption. Der intensivste Teil der von einem Körper ausgesandten Röntgenstrahlen rührt darum von der obersten Teilchenschicht her.

Als elektromagnetische Störungen im Äther breiten sich die Röntgenstrahlen von dem Körper, der von Kathodenstrahlen getroffen wird, nach allen Richtungen im Raume aus, ähnlich wie das Licht von einer glühenden Platinfläche.

Die Intensität der von einem Körper ausgesandten Röntgenstrahlen hängt von zwei Dingen ab, erstens von der zeitlichen Variation des elektromagnetischen Feldes, welches ein Kathodenstrahlteilchen von seiten des einzelnen Körperteilchens erfährt; zweitens hängt sie ab von der Zahl der Körperteilchen, welche in der Oberfläche des von Kathodenstrahlen getroffenen Körpers liegen. Je größer jene zeitliche Variation und je größer diese Zahl ist, desto größer ist auch die Intensität der ausgesandten Röntgenstrahlen. Beide Faktoren sind aber von Körper zu Körper, speziell für verschiedene Metalle, verschieden groß. In der nachstehenden Tabelle (nach Roiti) sind die Metalle nach wachsendem Emissionsvermögen für Röntgenstrahlen geordnet.

	Spez. Dichte	Atomgew.
Magnesium	1,74	24
Aluminium	2,67	27
Eisen	7,79	56
Kupfer	8,95	63
Zink	6,92	65
Silber	10,47	108
Kadmium	8,67	112
Platin	21,3	194
Blei	11,37	207

Nicht bloß Metalle, sondern auch alle anderen festen Körper, wie Glas, fluoreszierende Substanzen, senden unter dem Stoß der Kathodenstrahlen Röntgenstrahlen aus. Auch Gase besitzen, wie ohne weiteres verständlich ist, diese Fähigkeit; doch ist die Intensität der von ihnen ausgehenden Röntgenstrahlen sehr gering infolge ihrer sehr kleinen Dichte; besonders bei Gasen von niedrigem Druck gilt dies. Indes haben wir ein Gas, durch das sich schnelle negative Elektronionen bewegen, stets als eine Quelle von Röntgenstrahlen zu betrachten; so gehen diese von der negativen Glimmschicht und von der positiven Lichtsäule aus, die Ionisierung eines jeden neutralen Gasteilchens ist von einem in den Äther hinauseilenden elektromagnetischen Impuls, einem Röntgenstrahl, begleitet. Freilich *sind diese aus dem Gas entspringenden Röntgenstrahlen sehr stark absorbierbar und können darum die Gefäßwand nicht durchdringen;* in der positiven Lichtsäule beträgt nämlich die Spannungsdifferenz, welche die negativen Elektronionen frei durchlaufen, nur ungefähr 50 Volt; größer ist ihre Geschwindigkeit in der negativen Glimmschicht, diese sendet darum eine intensivere und weniger absorbierbare Röntgenstrahlung aus als die positive Lichtsäule. Wie oben S. 469 bereits dargelegt wurde, haben wir einen Teil der Entladungsstrahlen als Röntgenstrahlen großer Absorbierbarkeit anzusprechen.

4. Versuche über die Wellennatur der Röntgenstrahlen.

Von den Kathodenstrahlen unterscheiden sich die Röntgenstrahlen dadurch, daß sie keine negative Ladung mit sich führen und magnetisch und elektrisch nicht abgelenkt werden können.[1]) Es lag darum nahe, in ihnen eine Art Lichtstrahlen zu sehen. Indes unterscheiden sich die Röntgenstrahlen auch von den gewöhnlichen Lichtwellen. Nach den bis jetzt vorliegenden Versuchen werden nämlich die Röntgenstrahlen von einem Körper weder reflektiert noch gebrochen.[2]) Folgender Versuch

---

[1]) Röntgen, Würzb. B. 1895, 137; Perrin, A. Ch. Ph. (7) **11**, 496, 1897; v. Geitler, W. A. **66**, 65, 1898; Strutt, Pr. R. S. **66**, 75, 1900.

[2]) Röntgen, Würzb. B. 1895, 137; Winkelmann u. Straubel, W. A. **59**, 324, 1896; Walter, Naturw. R. **11**, 485, 322, 1896; Beau-

scheint zwar die Reflexion zu erweisen. Legt man eine photographische Platte so auf eine Metallplatte, daß sie mit ihrer Schichtseite halb auf dieser aufliegt, halb in den Luftraum frei hinausragt, und läßt man gleichmäßig in ihrer ganzen Ausdehnung Röntgenstrahlen auf sie fallen, so erweist sich nach dem Entwickeln diejenige Hälfte stärker geschwärzt, welche auf dem Metall lag; es scheint die photographische Wirkung der einfallenden Strahlen durch die zurückgeworfenen verstärkt worden zu sein. Indes rührt diese Verstärkung nicht von einer Reflexion, sondern von der weiter unten behandelten Sekundärstrahlung her. Diese ist stärker absorbierbar als die primäre Röntgenstrahlung; entfernt man darum die photographische Platte weiter von der scheinbar reflektierenden Metallplatte, so wird die Sekundärstrahlung durch die Absorption in der Luft abgehalten, auf die photographische Platte zu wirken; diese wird dann durch die einfallenden Strahlen gleichmäßig in ihrer ganzen Ausdehnung geschwärzt.

Den schlagenden Beweis für die Wellennatur der Röntgenstrahlen suchte man in der Feststellung einer Interferenz [1]) derselben. Man stellte zu diesem Zwecke Beugungsversuche an. Es zeigt sich, daß eine punktförmige Quelle von Röntgenstrahlen von einem stark absorbierenden Körper, wie einer Bleiplatte, ein scharf umrissenes Schattenbild auf einer photographischen Platte oder einem Fluoreszenzschirm entwirft; doch darf hierbei der Abstand zwischen dem Körper und der seinen Schatten auffangenden Wand nicht zu klein sein; sonst macht die am Rande des Körpers entstehende Sekundärstrahlung den Umriß des Schattenbildes verschwommen. Läßt man ein

lard, C. R. **122**, 782, 1896; Rood, Am. J. Sc. (4) **2**, 174, 1896; Pupin, Science (N. S.) **3**, 538, 1896; Gouy, C. R. **122**, 1197; **123**, 43, 1896; Sella u. Maiorana, Rend. Linc. **5**, 116, 1896.

[1]) Fomm, W. A. **59**, 350, 1896; Kümmell, Abh. Naturf. Ges. Halle 1896; Voller, F. 1896, II, 656; Gouy, C. R. **123**, 43, 1896; Sagnac, C. R. **122**, 783, 1896; **123**, 880, 1896; J. Ph. (3) **8**, 333, 1899; Bungetziano, Ecl. El. **7**, 165, 1896; Calmette u. Lhuillier, C. R. **122**, 877, 1896; Tiddens, Bbl. **21**, 603, 1897; Ercolini, N. C. (4) **5**, 297, 1897; Voller u. Walter, W. A. **61**, 95, 806, 1897; Wood, Science (2) **5**, 585, 1897; Maier, W. A. **68**, 903, 1899; † Haga u. Wind, W. A. **68**, 884, 1899; Wind, Bbl. **22**, 853, 1898; W. A. **68**, 896, 1899; **69**, 327, 1899; † Sommerfeld, Ph. Z. **1**, 105, 1899; **2**, 53, 1900.

Röntgenstrahlenbündel erst durch einen weiten, dann durch einen engen Spalt gehen und auf eine photographische Platte fallen, so zeigt diese nach dem Entwickeln dem Auge scheinbar zwei Streifen. Diese beruhen aber nicht auf einer Beugung, sondern auf einer optischen Täuschung. Es gelang bis jetzt noch nicht, eine Beugung der Röntgenstrahlen sicher nachzuweisen; störend und täuschend wirkt hierbei die Sekundärstrahlung, die von den Rändern des Spaltes und von den primär getroffenen Stellen der photographischen Platte ausgeht.

Auch ist es nicht gelungen, eine Polarisation[1]) der Röntgenstrahlen herzustellen oder nachzuweisen.

Reflexion, Brechung und Beugung des gewöhnlichen Lichtes hat zur Voraussetzung, daß ein ganzer Zug kohärenter Wellen eine Störung seiner räumlichen Ausbreitung an dem Versuchskörper erfährt. Da nach unserer Auffassung die Röntgenstrahlen vereinzelte kurze elektromagnetische Impulse sind, so haben wir das vom gewöhnlichen Licht abweichende Verhalten der Röntgenstrahlen zu erwarten. Es ist zwar auch eine Beugung der Röntgenstrahlen an einer undurchlässigen Körperkante theoretisch zu erwarten, indes bringt diese nicht wie diejenige des gewöhnlichen Lichtes Maxima und Minima der Intensität im Schattenraum hervor, sondern lediglich einen mehr oder minder schnellen seitlichen Abfall der Intensität.

5. Theorie der Absorption der Röntgenstrahlen.

In einer im Äther fortschreitenden elektromagnetischen Welle ist elektrische und magnetische Kraft räumlich verteilt. Zieht sie über elektrische Teilchen, speziell Elektronen, weg, so greift an diesen ihre elektrische Kraft an, indem sie die positiven und negativen Elektronen auseinandertreibt. Bei dieser Verschiebung der Elektronen leistet die elektrische Kraft der elektromagnetischen Welle im allgemeinen in zweierlei Weise Arbeit. Erstens erteilt sie dem einzelnen Elektron eine Geschwindigkeit und damit einen gewissen Betrag kinetischer

[1]) Sagnac, C. R. **122**, 783, 1896; Dorn, Abhandl. naturf. Ges. Halle **21**, 55, 1896; de Metz, F. 1898, II, 824; Graetz, W. A. **65**, 453, 1898.

Energie; zweitens leistet sie entgegen anderen Kräften Arbeit, wenn das Elektron nicht frei, sondern an andere Teilchen gebunden ist.

Das Vorstehende gilt sowohl von kohärenten Lichtwellen wie von einzelnen elektromagnetischen Impulsen. Bei den Lichtwellen wechselt an dem Ort des von ihnen getroffenen Elektrons die Richtung der elektrischen Kraft periodisch; sie erteilt dem Elektron in schnellem Wechsel entgegengesetzt gerichtete Antriebe. Es kann in diesem Falle an das Elektron nur dann Energie von der Lichtwelle übergehen, wenn jenes in Resonanz mit der elektrischen Kraft der einfallenden Lichtwellen schwingt. Die Absorption der Lichtschwingungen in den Körpern erfolgt demgemäß in erster Linie an dem gebundenen Elektron; sie hängt ab von der speziellen Art der Bindung, von den Eigenperioden der Elektronen; in der spektralen Lage der Absorptionsstreifen eines Körpers charakterisiert sich seine spezielle Natur.

Anders liegt die Sache bei der Absorption elektromagnetischer Impulse. Diese bestehen ja nicht aus einem Zuge kohärenter Wellen; es kann darum ein Elektron nicht in Resonanz mit ihnen schwingen. *Da die Absorption der Röntgenstrahlen nicht durch Resonanz zustande kommt, so drückt sich in ihr nicht die spezielle Art der Bindung der Elektronen des absorbierenden Körpers aus.* Durchlaufen Röntgenstrahlen einen Körper, also eine Ansammlung von positiven und negativen Elektronen, so entzieht ihnen jedes einzelne Elektron Energie unabhängig von der Wechselwirkung zwischen ihm und benachbarten Teilchen. *Die Absorption der Röntgenstrahlen ist demgemäß eine additive Eigenschaft der kleinsten Teilchen der Körper; je größer die Zahl der Elektronen in der Volumeneinheit oder die Dichte eines Körpers ist, desto stärker absorbiert er die Röntgenstrahlen.*

Über den Mechanismus der Röntgenstrahlenabsorption ist Folgendes zu sagen. Wie in der gewöhnlichen Lichtwelle, erteilt in den Röntgenstrahlen die elektrische Kraft den positiven und negativen Elektronen einen Antrieb in entgegengesetzter Richtung. Da in den elektromagnetischen Impulsen die negativen Amplituden der Kraft und Energie nicht genau gleich sind den vorausgehenden positiven, ja zum Teil überhaupt fehlen mögen,

so wird der Antrieb eines Elektrons durch einen elektromagnetischen Impuls im allgemeinen nicht kompensiert durch einen folgenden entgegengesetzt gleich großen Antrieb; das Elektron behält darum aus dem über ihn wegziehenden elektromagnetischen Impuls einen Bruchteil der Energie an sich zurück.

Die Absorption der Röntgenstrahlen ist gemäß ihrer Eigenart und entsprechend der großen Energie, die sie mit sich führen, mit einer Reihe von Wirkungen verknüpft. Die Elektronen eines Körperteilchens erhalten von ihnen sehr starke Impulse; die Röntgenstrahlen bringen darum in den Körpermolekülen gewaltige, unter Umständen ihr Gefüge sprengende Erschütterungen hervor. Je nach der Größe der Impulse ergeben sich folgende Wirkungen.

Bei kleinen Impulsen werden die Elektronen eines Körperteilchens lediglich mit einer gewissen Anfangsgeschwindigkeit aus ihrer gegenseitigen Gleichgewichtslage abgelenkt und kehren dann unter Schwingungen wieder in dieselbe zurück; in diesem Falle hat die Röntgenstrahlenabsorption die *Ausstrahlung gewöhnlichen Lichtes* zur Folge.

Zweitens kann der Antrieb, den die Elektronen eines Körperteilchens von den Röntgenstrahlen erhalten, so groß sein, daß ein oder mehrere Elektronen ihren wechselseitigen Verband verlassen und frei werden. In diesem Falle wird das Gefüge des Moleküls gesprengt, es wird in einzelne Bestandteile zerlegt. Ein Spezialfall dieser *chemischen Wirkung* ist die *Ionisierung eines neutralen Moleküls*, speziell eines Gasteilchens, nämlich die Lostrennung eines negativen Elektrons von seinem Neutralverband. Bei der chemischen, im besonderen ionisierenden Wirkung der Röntgenstrahlen wird ein Teil ihrer elektromagnetischen Energie in potentielle Energie verwandelt.

Drittens kann an ein Elektron von den Röntgenstrahlen so viel Energie übergehen, daß es sich nicht bloß aus dem Anziehungsbereich anderer Teilchen zu entfernen, sondern noch obendrein eine beträchtliche Geschwindigkeit beizubehalten vermag. Ist das Elektron negativ, so entstehen auf diese Weise aus der Röntgenstrahlabsorption *Kathodenstrahlen.*

Endlich können durch die Absorption die primären einfallenden Röntgenstrahlen in sekundäre anderer Art, nämlich

in *Röntgenstrahlen* größerer Absorbierbarkeit verwandelt werden. Dies kann auf zweierlei Weise geschehen. Erstens können die durch Absorption erzeugten Kathodenstrahlen durch ihren Zusammenstoß mit Körperteilchen Röntgenstrahlung auslösen. Zweitens kann unter dem Antriebe der Energie des elektromagnetischen Impulses ein Elektron einerseits in sehr kurzer Zeit eine große Geschwindigkeit annehmen, andererseits gleichzeitig aus dem Verband mit anderen Teilchen frei werden, so daß es selbst der Ausgangspunkt eines elektromagnetischen Impulses oder sekundärer Röntgenstrahlung wird.

Die Energiemenge, welche von einem elektromagnetischen Impuls (Röntgenstrahl) an ein von ihm angetriebenes Elektron übergeht, ist unter sonst gleichen Umständen um so kleiner, je kürzer die Länge des Impulses ist. Diese nimmt ab mit wachsender Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen. Darum werden die Röntgenstrahlen um so stärker von einem Körper absorbiert, je größer die Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen oder die erzeugende Elektrodenspannung ist. Das Vorstehende kann man sich analytisch in folgender Weise[1]) klar machen.

Es sei v die Geschwindigkeit, welche einem Elektron durch einen über dasselbe wegziehenden elektromagnetischen Impuls erteilt wird, t die Zeit, während welcher das Elektron dem Antrieb des Impulses unterliegt, ε die Ladung, μ die Masse des Elektrons, H die mittlere elektrische Kraft, λ die Länge des Impulses, c die Lichtgeschwindigkeit. Es gilt dann die Gleichung

$$\mu v = H \cdot \varepsilon \cdot t$$

oder

$$\mu v = H \cdot \varepsilon \cdot \frac{\lambda}{c}.$$

Die dem Elektron mitgeteilte kinetische Energie $\frac{1}{2} \mu v^2$ ist proportional zu $H^2 \cdot \varepsilon^2 \frac{\lambda^2}{c^2}$. Die Energie des Impulses selbst ist proportional zu $\frac{H^2 \cdot \lambda}{c^2}$. Das Verhältnis von absorbierter zu einfallender Energie der Röntgenstrahlen ist darum proportional

[1]) J. J. Thomson, Ph. M. (5) 45, 182, 1898.

zu λ; *je kleiner also die Länge des Impulses ist, desto weniger wird er absorbiert,* und sie ist um so kleiner, je größer die Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen ist.

6. Beobachtungen über die Absorption der Röntgenstrahlen.[1])

Unter *spez. Durchsichtigkeit* eines Körpers für Röntgenstrahlen sei derjenige Bruchteil der einfallenden Intensität verstanden, welcher von der Einheit der Masse durchgelassen wird, wenn diese in Prismaform mit der Grundfläche 1 cm^2 von den Strahlen durchlaufen wird; die *spez. Absorption* sei der absorbierte Bruchteil; die Summe aus spez. Durchsichtigkeit und Absorption ist gleich Eins. Die Untersuchung der spez. Durchsichtigkeit verschiedener Körper für Röntgenstrahlen hat folgende Gesetzmäßigkeiten ergeben.

Die spez. Durchsichtigkeit eines Körpers für eine bestimmte Art von Röntgenstrahlen ist unabhängig von dem Aggregatzustand des Körpers. Sie ist beispielsweise für Eis und Wasser, für flüssiges und dampfförmiges Brom gleich groß.

Die spez. Durchsichtigkeit eines Körpers ist unabhängig von der Art der Atom- und Molekülgruppierung; so unabhängig von der Allotropie einfacher und der Polymerie zusammengesetzter Körper, von dem krystallinischen und dem amorphen Zustand.

Die spez. Durchsichtigkeit ist unabhängig von der Art der

---

1) Röntgen, Würzb. B. 1895, 137; Zoth, W. A. **58**, 344, 1896; Winkelmann u. Straubel, W. A. **59**, 324, 1896; Walter, Naturw. R. **11**, 213, 1896; Battelli u. Garbasso, C. R. **122**, 603, 1896; Roiti, Rend. Linc. **5**, 153, 1896; Nannes, F. 1896, II, 643; Mc Clelland, Pr. R. S. **60**, 146, 1896; Novak u. Sulc, Österr. Zeitschr. f. phys. Chem. **19**, 489, 1896; Doelter, Naturw. R. **11**, 195, 220, 277, 1896; Buguet u. Gascard, C. R. **122**, 457, 1896; Waddell, Chem. News **74**, 298, 1896; van Aubel, J. Ph. (3) **5**, 511, 1896; Bleunard u. Labesse, C. R. **122**, 527, 1896; Villari, Rend. Nap. **2**, 102, 1896; Salvioni, N. C. **5**, 63, 1897; F. 1897, II, 733; Humphreys, Ph. M. (5) **44**, 401, 1897; †Benoist, C. R. **124**, 146, 1897; J. Ph. (3) **10**, 653, 1901; Volta, N. C. **8**, 241, 1898; **10**, 431, 1899; Heycock u. Neville, Pr. Cambr. S. **9**, 417, 1898; †Gladstone u. Hibbert, Chem. News **4**, 235, 1896; **78**, 199, 1898; Hébert u. Reynaud, F. 1899, II, 798, 799; Curriot, F. 1899, II, 798; Sagnac, Ecl. El. **18**, 64, 1899; Blythswood u. Marchant, Pr. R. S. **65**, 413, 1899; Boas, V. D. Ph. G. **1**, 242, 1899.

chemischen Bindung der Atome. Die Durchsichtigkeit einer chemischen Verbindung ist gleich der Summe der Durchsichtigkeiten der in ihr enthaltenen Atomarten.

Die spez. Absorption eines Körpers ist um so kleiner, je größer die Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen ist. Zum Vergleich der Absorption verschiedener Körper diene das *Äquivalent der Durchsichtigkeit.* Hierunter sei verstanden die Masse eines Prismas in Dezigrammen, welches 1 cm^2 Grundfläche hat und, in der Richtung der dazu senkrechten Kante von Röntgenstrahlen bestimmter Art durchlaufen, von diesen den gleichen Bruchteil absorbiert wie ein bestimmtes als Absorptionseinheit gewähltes Prisma, beispielsweise ein Paraffinprisma von 7,5 cm Höhe.

Trägt man für die chemischen Elemente die Atomgewichte als Abscissen, die zugehörigen Äquivalente der Durchsichtigkeit als Ordinaten an, so erhält man eine Kurve von hyperbolischem Charakter; für verschiedene Röntgenstrahlenarten erhält man verschiedene derartige Kurven; diese nähern sich einer gleichseitigen Hyperbel um so mehr, je weniger absorbierbar die betreffende Röntgenstrahlenart ist. Hieraus ist Folgendes zu schließen. *Die spez. Durchsichtigkeit eines chemischen Elementes für eine bestimmte Röntgenstrahlenart ist eine Funktion des Atomgewichtes; sie ist um so größer, je kleiner das Atomgewicht ist.* Die Absorption der Röntgenstrahlen durch die Längeneinheit eines Körpers hängt darum nicht allein von der auf ihr verteilten Masse ab, sondern auch von dem Atomgewicht. Körper von gleicher spez. Dichte, aber verschiedenen Atomgewichten absorbieren Röntgenstrahlen verschieden stark.

Emission von Röntgenstrahlen unter auffallenden Kathodenstrahlen, Absorption von Röntgenstrahlen, Emission von Sekundärstrahlen unter auffallenden Röntgenstrahlen gehen bei den chemischen Elementen einander parallel, sie sind um so intensiver, je größer das Atomgewicht ist.

7. Sekundärstrahlung.[1]

Durchlaufen Röntgenstrahlen einen beliebigen, gasförmigen, flüssigen oder festen Körper, so regen sie seine Teilchen zur

[1]) Litteraturnachtrag zu S. 82. Battelli u. Garbasso, N. C. 3,

Aussendung einer neuen Strahlung an, der Sekundärstrahlung. Von dieser, ihrer ionisierenden Wirkung und ihrem Nachweis, ist bereits oben, S. 83, die Rede gewesen. Es sei hier noch Folgendes nachgetragen.

Die von den Röntgenstrahlen erregten Sekundärstrahlen gehen von allen Teilchen eines Körpers aus, die von primären Strahlen getroffen werden. Da sie stärker absorbierbar sind als die primären, so können aus einem festen und flüssigen Körper nur die Sekundärstrahlen der obersten Schichten in den angrenzenden Gasraum gelangen, und auch hier wird ihre Ausbreitung durch die Absorption im Gase beschränkt. Ein von primären Röntgenstrahlen durchsetztes Metallblättchen sendet auf seiner Vorder- und seiner Rückseite Sekundärstrahlen in den angrenzenden Gasraum.

Je stärker ein Körper die primären Röntgenstrahlen absorbiert, desto intensiver ist die von ihm ausgegebene Sekundärstrahlung, so bei Platin und Blei intensiver als bei Zink und Aluminium. Der große Unterschied in dem Emissionsvermögen für Sekundärstrahlen gestattet, schon geringe Beimengungen anderer Metalle zu Aluminium nachzuweisen.

Die Sekundärstrahlen zeigen ein wechselndes Verhalten, je nach der Art der primären Röntgenstrahlen; je weniger diese absorbierbar sind, ein desto größeres Durchdringungsvermögen besitzen auch ihre Sekundärstrahlen. Dabei bestehen die Sekundärstrahlen nicht aus einer einzigen homogenen Strahlenart. Sie zeigen zum Teil das Verhalten von ultraviolettem Licht, zum Teil erweisen sie sich als stark absorbierbare Röntgenstrahlen, auch sind in ihnen Kathodenstrahlen enthalten,

---

40, 1896; C. R. **122**, 603, 1896; Winkelmann u. Straubel, W. A. **59**, 324, 1896; Malagoli u. Bonacini, Rend. Linc. **5**, 327, 1896; **7**, 96, 203, 1898; **8**, 296, 1899; Dwelshauvers-Dery, Bull. de Belg. **31**, 482, 688, 1896; Rood, Am. J. Sc. (4) **2**, 174, 1896; Walter, Naturw. R. **11**, 322, 485, 1896; Beaulard, C. R. **122**, 782, 1896; Pupin, Science (N. S.) **3**, 538, 1896; Gouy, C. R. **122**, 1197; **123**, 43, 1896; Calmette u. Lhuillier, C. R. **122**, 877, 1896; Sella u. Maiorana, Rend. Linc. **5**, 116, 1896; Buguet, C. R. **125**, 702, 1897; Villard, C. R. **125**, 232, 1897; J. J. Thomson, Pr. Cambr. S. **9**, 393, 1898; Roiti, Rend. Linc. **7**, 87, 1898; Volta, N. C. **8**, 241, 1898; **10**, 431, 1899; Strauß, F. 1899; II, 796; Dufour, Arch. Gen. **8**, 189, 370, 529, 1899; Ph. Z. **1**, 202, 1900; Guilloz, C. R. **130**, 355, 1900.

nämlich Strahlen, die eine negative Ladung mit sich führen und magnetisch ablenkbar sind. Zum Nachweis solcher Strahlen kann man in folgender Weise verfahren.

Einen Platinzylinder umgiebt man konzentrisch mit ihm und isoliert von ihm mit einem Zylinder aus dünnem Aluminumblech. Dieses System schließt man in eine Glasröhre ein, welche evakuiert werden kann; der Platinzylinder sei mit einem Elektrometer, der Aluminiumzylinder unter Zwischenschaltung einer variablen elektromotorischen Kraft mit der Erde verbunden; das Zweizylindersystem werde von Röntgenstrahlen getroffen. Bei höherem Druck beobachtet man zwischen dem Platin und Aluminium einen Strom, welcher herrührt von der Voltadifferenz der zwei Metalle gegeneinander; diese Voltadifferenz werde kompensiert durch die zwischengeschaltete elektromotorische Kraft. Bei sehr niedrigem Druck nimmt dann das Platin eine positive Ladung bis zu 30 Volt an; vertauscht man Platin und Aluminium, so erhält dieses eine negative Ladung.

8. Wirkungen der Röntgenstrahlen.

Thermische Wirkungen.[1]) — Die Röntgenstrahlen führen einerseits Energie mit sich, andererseits werden sie von einem Körper absorbiert. Es ist zu erwarten, daß die absorbierte Röntgenstrahlenenergie in dem absorbierenden Körper schließlich als Wärme erscheint. Man kann auf zweierlei Weise die Erwärmung eines Körpers durch Röntgenstrahlen zeigen.

Erstens kann man zu diesem Zweck die Töpler'sche Drucklibelle benützen. Man schließt mehrere Blätter Platinfolie in ein Glasgefäß ein, an diesem ist eine sehr empfindliche Drucklibelle angebracht. Sowie Röntgenstrahlen auf die Platinfolie fallen, zeigt die Libelle einen, wenn auch sehr kleinen, so doch wahrnehmbaren Ausschlag. In einem bestimmten Falle berechnete sich auf Grund einer derartigen Bestimmung als Energiemenge, die in Form von Röntgenstrahlen von einer

---

[1]) †Dorn, W. A. **63**, 160, 1897; Ph. Z. **2**, 218, 1900; Moffat, Erlang. B. **30**, 70, 1898; Schoeps, Zeitschr. f. Naturw. **72**, 142, 1899; Rutherford u. Mc Clung, Ph. Z. **2**, 53, 1900.

einzigen Induktoriumentladung aus einer Röhre gesandt wurde, zu 0,18—0,3 mg-cal.

Die zweite Methode, die Erwärmung durch Röntgenstrahlen nachzuweisen, benützt das Bolometer. Man verwendet als Bolometerwiderstand einen dünnen, langen, scheibenförmig aufgewickelten Platinstreifen. Fallen auf diesen Röntgenstrahlen, so zeigt das Galvanometer in der Brücke durch seinen Ausschlag eine Erwärmung an. Man kann mit Hilfe eines derartigen Bolometers auch die von einem Gasvolumen absorbierte Röntgenstrahlenenergie bestimmen, indem man die Erwärmung mißt, einmal, wenn das Volumen evakuiert, das andere Mal, wenn es mit Gas gefüllt ist. Bestimmt man außerdem noch mit Hilfe des Sättigungsstromes (vergl. S. 43) die Zahl der Ionen, welche im Gas von den Röntgenstrahlen hervorgebracht werden, so kann man die Ionisierungsarbeit a_i der Röntgenstrahlen (vergl. S. 37) ermitteln. In einem Falle ergab sich auf diese Weise a_i zu $1{,}9 \cdot 10^{-10}$ Erg. Die von einer einzigen Entladung (mittlere Dauer 10^{-5} Sek.) aus einer Röntgenröhre austretende Röntgenstrahlenenergie ergab sich in einem bestimmten Falle auf bolometrischem Wege zu 0,19 mg-cal; bei zeitlich konstanter Emission wären demnach in der Sekunde 19,5 g-cal in Form von Röntgenstrahlen aus der Röhre getreten.

Chemische Wirkungen.[1]) — Insofern die Röntgenstrahlen Elektronen aus einem Neutralverband lösen, wirken sie direkt chemisch, bewirken also eine Änderung der Lage kleinster Teilchen eines Körpers. Die Ionisierung von Gasen durch Röntgenstrahlen ist in diesem Sinne als chemische Wirkung aufzufassen. Eine indirekte chemische Wirkung der Röntgenstrahlen kommt dann zu stande, wenn nicht sie selbst, sondern die von ihnen bewirkte Sekundärstrahlung oder die von ihnen ausgelöste Fluorescenz eine chemische Umsetzung in einem Körper bewirkt.

Es ist allgemein bekannt, daß Röntgenstrahlen eine photographische Platte zu schwärzen vermögen. Ob dies eine direkte oder indirekte Wirkung ist, steht noch nicht fest. Je weniger

[1]) Streintz, F. 1896, II, 663; Guggenheimer, Arch. Gen. **5**, 222, 1898; Zickler, E. Z. **17**, 232, 1896; Villard, C. R. **128**, 237, 1899; **129**, 882, 1899; Precht, Ph. Z. **1**, 48, 56, 1899; Nipher, F. 1900, II, 674.



Röntgenstrahlen absorbierbar sind, desto weniger schwärzen sie die photographische Platte.

Läßt man intensive stark absorbierbare Röntgenstrahlen lange Zeit auf eine Stelle des menschlichen Körpers wirken, so stellt sich nach einiger Zeit eine nur langsam heilende Entzündung der betreffenden Stelle ein. Diese Wirkung der Röntgenstrahlen ist ebenfalls chemischer Natur.

Optische Wirkungen. — Unter optischer Wirkung der Röntgenstrahlen sei die Erregung von gewöhnlichem sichtbaren Licht verstanden. Insofern ein Teil der Sekundärstrahlung ultraviolettes Licht ist, hat man sie als optische Wirkung der Röntgenstrahlen anzusprechen. Wie die folgenden optischen Wirkungen der Röntgenstrahlen zu stande kommen, ist noch nicht aufgeklärt.

Es giebt eine große Reihe von chemischen Verbindungen, welche durch auftreffende Röntgenstrahlen zur Fluorescenz gebracht werden. Genannt sei Barium-, Kalium- und Magnesiumplatincyanür; auch Glas wird etwas, besonders bei tieferen Temperaturen, zum Leuchten erregt.

Wie die ultravioletten, so vermögen auch die Röntgenstrahlen gewissen Körpern die Fähigkeit der Thermoluminescenz zu erteilen.[1]) Das gleiche Vermögen besitzen die bereits besprochenen Entladungsstrahlen (S. 468), die ja zum Teil aus stark absorbierbaren Röntgenstrahlen bestehen.

Im gut ausgeruhten menschlichen Auge bringen die Röntgenstrahlen im Dunklen eine schwache Lichtempfindung[2]) hervor. Läßt man ein dünnes paralleles Röntgenstrahlenbündel von vorn durch die Linse in das Auge fallen, so hat man die Empfindung eines Lichtfleckes; läßt man sie seitlich durch die Schläfe durch den Augapfel laufen, so daß die Netzhaut zweimal

---

[1]) Hoffmann, W. A. **60**, 269, 1896; Borgmann, C. R. **124**, 895, 1897.

[2]) Brandes, B. B. 1896, 547; Darieux u. de Rochas, C. R. **122**, 458, 1896; †E. Dorn, F. 1897, II, 737; W. A. **64**, 620, 1898; **66**, 1171, 1898; Cowl u. L. Dorn, F. 1897, II, 737; Bardet, C. R. **124**, 1388, 1897; Brandes u. Dorn, W. A. **60**, 478, 1897; Röntgen, W. A. **64**, 18, 1898; Strauß, F. 1899, II, 796; †Himstedt u. Nagel, A. Ph. **4**, 531, 1901.



von ihnen getroffen wird, so empfindet man zwei Lichtflecke. Auch die Becquerelstrahlen vermögen im menschlichen Auge den Lichtreiz hervorzubringen.

III. Elektrisches Leuchten fester Körper.

1. Ursachen des elektrischen Leuchtens fester Körper.

Von der elektrischen Strömung durch ein Gas wird ein an dieses grenzender fester Körper unter Umständen zum Leuchten erregt. Nun aber hat das vorliegende Buch das freie Elektrizitätsteilchen oder das Ion in Gasen zum Gegenstand. Das elektrische Leuchten fester Körper hat es darum nur soweit zu behandeln, als es in unmittelbarem Zusammenhang mit den bewegten Ionen in Gasen steht.

In welcher Weise feste Körper durch schnell bewegte Ionen eines Gases zum Leuchten erregt werden, ist noch nicht bekannt. Nur Folgendes läßt sich mit Sicherheit sagen. An dem Anfang des Vorganges steht die kinetische Energie des bewegten Ions, an dem Ende die elektromagnetische Energie der erregten Lichtschwingungen; diese ist ein Bruchteil von jener; zwischen beiden Formen kann die Energie mehrere andere Formen durchlaufen haben. Als direkte Ursachen oder als Zwischenstufen in jener Energieverwandlung kommen in Betracht: ultraviolettes Licht, stark absorbierbare Röntgenstrahlen, chemische Vorgänge.

Vor allem dürften chemische Vorgänge bei der Elektroluminescenz fester Körper eine große Rolle spielen. Aus chemischen Umsetzungen dürfte sich die bei den meisten elektroluminescierenden Körpern auftretende Erscheinung der Ermüdung erklären. Die Leuchtintensität eines Körpers, der von Kathodenstrahlen getroffen wird, nimmt nämlich mit der Zeit ab. Und erwärmt man derartige Körper, die längere Zeit Kathodenstrahlen ausgesetzt waren, so beginnen sie für kurze Zeit weit unter der Temperatur zu leuchten, bei welcher sie in ihrem gewöhnlichen Zustand zu leuchten beginnen. Es scheint hierbei eine bei der Elektroluminescenz eingetretene chemische Umsetzung rückgängig zu werden.

2. Verschiedene Fälle von Elektrolumineszenz.[1])

Viele feste Körper besitzen die Eigenschaft, unter dem Stoß auffallender Kathodenstrahlen zu leuchten. So fluoresciert gewöhnliches Natronglas gelbgrün, Bleiglas blau. Eine große Zahl von den sogenannten festen Lösungen wird von den Kathodenstrahlen zum Leuchten erregt; ein geringer Zusatz einer Substanz zu einer zweiten vermag hierbei große Änderungen in der Leuchtintensität hervorzubringen. Dies zeigt die nachstehende Tabelle (nach E. Wiedemann und G. C. Schmidt). Das Zeichen *x* bedeutet hierbei eine Spur einer Substanz.

Namen der Substanz:	Fluorescenzfarbe:
Reines $CaSO_4$ . . .	schwach orange
$CaSO_4 + x\,MnSO_4$ . .	hellgrün
Reines $SrSO_4$	phosphoresciert nicht
$SrSO_4 + x\,MnSO_4$ . .	hellrot
Reines $MgSO_4$ . . .	rot
$MgSO_4 + 1\%\,MnSO_4$.	kräftig dunkelrot
Reines $CaFl_2$	schwach blau
$CaFl_2 + x\,MnFl_2$ . . .	kräftig grün.

Als feste Lösungen in Zinksulfid leuchten die Sulfide von Li, Cr, Cd grün. Die Wolframate der Erdalkalien leuchten blau. Anorganische Uransalze leuchten grün, am besten Uranylfluorammonium. Von organischen Körpern elektrolumineseieren: Hämatoxylin schwach rot, Resorcin weiß, Äsculin blau u. s. w.

Das Spektrum elektroluminescierender Körper ist in der Regel kontinuierlich; doch liefern die seltenen Erden wie Yttrium unter auffallenden Kathodenstrahlen ein Spektrum, das aus einzelnen Banden besteht.

In den meisten Fällen ist das Licht elektroluminescierender Körper nicht polarisiert. Einige Krystalle, z. B. von Zinnstein und Hyacinth, senden indes unter dem Einfluß von Kathodenstrahlen polarisiertes Licht aus.

---

[1]) Plücker; Hittorf; Crookes, Ph. Tr. 1879; 1883; 1885; Goldstein, B. B. 1876, 280; 1879; 1900, 818; W. A. **11**, 832, 1880; **12**, 102, 1881; E. Wiedemann, W. A. **9**, 158, 1880; Lenard, W. A. **51**, 225, 1895; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **54**, 604, 1895; **56**, 209, 1895; Swinton, Pr. R. S. **61**, 79, 1897; **65**, 115, 1899 Arnold, W. A. **61**, 314, 1897; G. C. Schmidt, W. A. **60**, 745, 1897; Schmauss, Ph. Z. **3**, 85, 1901.

Auch die Kanalstrahlen vermögen feste Körper zur Fluorescenz anzuregen. Natronglas leuchtet unter ihrem Stoße rotgelb; das Leuchten von Natriumsalzen ist ebenfalls rotgelb; es sind in ihm die D-Linien sichtbar. Lithiumsalze leuchten schwach rot, Cadmiumsalze gelb u. s. w. Die unter dem Stoß der Kanalstrahlen leuchtenden Körper verlieren schnell ihre Luminescenzfähigkeit.

Wie den schnellen Kathodenstrahlen, die von der Kathode ausgehen, so kommt jenes Vermögen auch den langsamen negativen Elektronionen in der positiven Lichtsäule zu; da wo Glas von dieser berührt wird, fluoresciert es in der Regel schwach.

Drittes Kapitel.

Chemische Wirkungen.

1. Allgemeines über die Elektrochemie der Gase.

Es giebt zwei Gruppen von chemischen Wirkungen der Ionen in Flüssigkeiten. Einmal können die Ionen zweier verschiedenartiger Lösungen bei deren Zusammenmischen in eine chemische Reaktion eintreten; insofern ein Ion auf einem höheren Niveau potentieller Energie sich befindet als ein neutralisierter Bestandteil innerhalb eines chemischen Molekülverbandes, ist es für eine chemische Umsetzung ein günstigeres Ausgangsmaterial; aus diesem Grunde hat eine große Zahl von Umsetzungen in Lösungen ihre Voraussetzung in dem ionisierten Zustand. Zweitens können die Ionen des einen Zeichens, welche infolge der elektrolytischen Abscheidung an einer Elektrode im Überschuß gegen die Ionen des anderen Vorzeichens auftreten, mit dem Lösungsmittel oder dem Elektrodenmaterial in eine chemische Reaktion eintreten.

Diese zwei Gruppen von chemischen Wirkungen der Ionen haben wir auch für ionisierte Gase zu erwarten. Werden zwei mit einander gemischte Gase aus dem nicht ionisierten oder neutralen Zustand in den ionisierten Zustand durch irgend

einen Ionisator übergeführt, so sind die Bedingungen für eine chemische Umsetzung zwischen ihnen andere und zwar günstigere geworden; wir dürfen darum bei der Ionisierung gemischter Gase *innere chemische Reaktionen* erwarten, ähnlich wie beim Zusammenmischen verschiedenartiger ionisierter Lösungen. Fließt eine elektrische Strömung durch ein Gas, so scheidet sie ebenfalls an jeder Elektrode Ionen des einen Zeichens ab; dadurch ändern sich an der Oberfläche der Elektroden die Bedingungen für das chemische Gleichtgewicht und darum werden auch im Gase *an den Elektroden* zwischen den abgeschiedenen Ionen und dem neutralen Gas oder dem Elektrodenmaterial *chemische Reaktionen* besonderer Art veranlaßt.

Es sind bereits eine Reihe von elektrochemischen Wirkungen in Gasen bekannt. Indes ist ihre experimentelle und theoretische Analyse noch schwieriger wie bei den flüssigen Lösungen. In der elektrischen Strömung in Gasen treten nämlich die Ionen in der Regel mit großer kinetischer Energie auf und veranlassen mit deren Hilfe eine große lokale Temperaturerhöhung oder elektromagnetische Ausstrahlung (Licht-, Röntgenstrahlen). Die Gegenwart dieser Energie bewirkt aber zum Teil für sich allein ohne Beihilfe der potentiellen Energie der Ionen eine chemische Reaktion oder sie modifiziert die Bedingungen des Gleichgewichtes zwischen den verschiedenen chemischen Zuständen. Aus diesem Grunde ist bei den nachstehenden chemischen Wirkungen zumeist auf einen Erklärungsversuch verzichtet.

Die Elektrochemie der Gase besitzt vorderhand, abgesehen von der Ozonerzeugung, noch keine praktische Bedeutung. Indes dürfte sie später eine große Rolle spielen, wahrscheinlich schon deswegen, weil sie einen Weg eröffnet zur Bindung des atmosphärischen Stickstoffs für praktische Zwecke.

Theoretisch scheint die Elektrochemie der Gase ebenfalls eine untergeordnete Bedeutung zu besitzen, zumal sich die bisher beobachteten chemischen Wirkungen als verwickelt darstellen. Indes eröffnet sie in einer anderen Hinsicht eine ungeahnte Perspektive auf die energetische Charakteristik der chemischen Elemente und auf ihre Reaktionen, soweit hierbei die Energie und Lagerung ihrer Elektronen in Frage kommt. Zu der Elektrochemie der Gase muß nämlich zum Teil auch die bereits ausführlich besprochene Ionisierung der neutralen

Teilchen gerechnet werden. Diese aber stellt für die Charakteristik der chemischen Elemente und ihrer energetischen Eigenschaften ein neues großes Forschungsgebiet dar.

Wie die Untersuchung des Verhältnisses $\frac{\varepsilon}{\mu}$ für Kathodenstrahlen in verschiedenen Gasen zeigt, sind die negativen Elektronen, welche sich von neutralen Gasatomen lostrennen lassen, für alle Gase und Dämpfe identisch. Das Gleiche gilt von den negativen Elektronen, welche man durch ultraviolette Bestrahlung aus der Oberfläche verschiedener Metalle loslösen kann. Wir dürfen darum schließen, daß ein jedes chemische Element *ein* negatives Elektron besitzt, welches für alle Elemente gleichartig ist. Verschieden von einander sind indes die verschiedenen chemischen Elemente in Hinsicht auf die potentielle Energie, welche sie in Bezug auf das gemeinsame Elektron im freien Zustande besitzen. Diese Energie eines negativen Elektronions in Bezug auf das positiv zurückgebliebene chemische Atom ist die Ionenenergie (S. 37).

Die Ionenenergie ist ein neues Charakteristikum der chemischen Elemente. Sie hängt ab von dem Medium, in dem sich das betreffende Element befindet. Am größten ist sie im reinen Äther; da die Dielektrizitätskonstante verdünnter Gase von Eins wenig verschieden ist, so kann die Ionenenergie der Elemente im gasförmigen Zustand zu einem Vergleich derselben unter einander dienen. Im flüssigen, festen oder gelösten Zustand haben die Elemente in der Regel eine kleinere Ionenenergie als im gasförmigen Zustande.

Die Ionisierungsspannung (S. 56) stellt eine Ionisierungsarbeit dar. Diese ist kleiner als die Ionenenergie. Die kleinste Ionisierungsspannung, nämlich diejenige des negativen Elektronions, können wir als obere Grenze der Ionenenergie nehmen. Je größer darum für ein chemisches Element die Ionisierungsspannung des negativen Elektronions ist, desto größer ist in der Regel auch seine Ionenenergie. Bis jetzt läßt sich (vergl. S. 65) folgende aufsteigende Reihe der Ionenenergie chemischer Elemente angeben: Quecksilber (Metalle), Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff.

Von der Größe der Ionenenergie eines chemischen Elementes hängt zunächst seine Selbstionisation (vergl. S. 50) bei einer

bestimmten Temperatur ab. Bei gleichem Aggregatzustand besitzt ein Element eine um so größere Selbstionisation, je kleiner seine Ionenenergie ist. Durch die Selbstionisation und die dadurch bedingte Leitfähigkeit eines Elementes ist sein metallischer Zustand charakterisiert. Es ist darum zu vermuten, daß die Ionenenergie der Metalle kleiner ist als diejenige der Metalloide.

Ordnet man die chemischen Elemente in eine Reihe nach zunehmender Ionenenergie, so kommen an den Anfang dieser Reihe diejenigen Elemente zu stehen, welche am leichtesten ein negatives Elektronion verlieren und dann positiv werden; an das Ende der Reihe kommen diejenigen Elemente, welche die größte Anziehung auf ein negatives Elektronion ausüben und darum durch Anlagerung eines negativen Elektrons negativ werden. Wie man weiß, kann man die Elemente nach ihrem positiv oder negativ elektrischen Charakter in eine Reihe ordnen; diese Reihe wird in einem gewissen Zusammenhang mit der Reihe der Ionenenergie stehen.

Sind verschiedene chemische Elemente zu einer stabilen chemischen Verbindung (Säure, Metallsalz) vereinigt und bringt man diese Verbindung in wässerige Lösung, so wird in der Regel die Ionenenergie soweit erniedrigt, daß eine beträchtliche Selbstionisation oder mit anderen Worten elektrolytische Dissoziation sich einstellt. Hierbei verliert dasjenige Element leichter ein negatives Elektron, dessen Ionenenergie kleiner ist. Dieses Element bleibt dann positiv zurück; das frei werdende negative Elektron begiebt sich an dasjenige Element oder diejenige Elementengruppe, welche eine größere Kontaktkraft ausübt oder mit anderen Worten ein größeres Sättigungsbestreben für negative Elektronen hat; dadurch wird diese Elementengruppe negativ. *Das Vorzeichen der elektrolytischen Dissoziation hängt demgemäß ab von der Ionenenergie der Bestandteile der betreffenden chemischen Verbindung;* gemäß den Werten derselben im gasförmigen Zustand der Elemente ist zu erwarten, daß bei der elektrolytischen Dissoziation der metallische Bestandteil positiv, der metalloidale negativ wird.

Ionisiert man ein Gemisch von zwei Gasen, z. B. von Wasserstoff und Sauerstoff, macht man also in ihm negative Elektronen frei, so werden sie bei der Bildung von negativen

Molionen (vergl. S. 273 u. 376) die Sauerstoffatome, die ja ein größeres Sättigungsbestreben für sie haben, bevorzugen. In den negativen Molionen in einem Gasgemisch wird darum die Masse desjenigen Gases überwiegen, welches die größere Ionenenergie besitzt. So werden im Lichtbogen, in dem ja in der Regel ein Gemisch von Gasen und Dämpfen sich bildet, diejenigen Elemente mit positiver Ladung erscheinen und an der Kathode auftreten, welche die kleinere Ionenenergie besitzen, die anderen (Metalloide) werden sich mit negativen Elektronen beladen und an die Anode gehen.

Ionisiert man ein chemisch zusammengesetztes Gas, macht man also in ihm negative Elektronen frei, so ist Folgendes möglich. Derjenige Bestandteil der chemischen Verbindung, welcher die größere Ionenenergie besitzt, mag durch ein freies negatives Elektron stärker gesättigt werden als durch den anderen Bestandteil; er stößt dann diesen ab und belädt sich mit dem negativen Elektron. So kommt zwischen dem chemisch zusammengesetzten Gas und dem Elektronengas eine chemische Reaktion zustande, welche zu einer Zersetzung des ersteren führt. Hierbei hat der auf S. 273 besprochene erste Fall von Ionisation statt, in Analogie zur elektrolytischen Dissoziation.

2. Chemische Wirkungen im Gasinnern.[1]

In Gasen, die von einem Spitzen-, Büschel-, Glimm- oder Bogenstrom durchflossen werden, ist eine große Anzahl von chemischen Wirkungen beobachtet worden; wie weit sich an ihnen die chemische Eigenart der Ionen und die durch die

[1] Priestley, Ph. Tr. **75**, 21, 1785 (Salpetersäure); Cavendish, Ph. Tr. **75**, 374, 1785 (Salpetersäure); Volta, Coll. delle opere, **3**, 133 (Knallgas); Frémy u. F. Becquerel, A. Ch. Ph. **35**, 82, 1852 (Ammoniak); Quet, C. R. **46**, 903, 1858 (Leuchtgas); W. Siemens, P. A. **102**, 120, 1857 (Ozon); Perrot, C. R. **47**, 351, 1858; A. Ch. Ph. **61**, 161, 1861 (Salpetersäure); Morren, C. R. **48**, 342, 1859 (Acetylen); Buff u. Hofmann, A. Chem. u. Pharm. **113**, 129, 1860 (Chlorwasserstoff); Berthelot, C. R. **54**, 640; **55**, 136, 1862 (Acetylen); **67**, 1188, 1868 (Sumpfgas); **85**, 173, 1877 (Stickstoff); **86**, 277, 1878 (Überschwefelsäure); **88**, 50, 1874 (Knallgas); **126**, 561, 567, 609, 616, 671, 681, 691, 775, 1898 (Verschiedene chemische Wirkungen insbes. auf organ. Subst.); **131**, 772, 1900 (Zusammenfassung); A. Ch. Ph. (4) **9**, 418, 1866 (Kohlenoxyd u. Wasser-

Strömung verursachte Temperaturerhöhung beteiligen, ist noch nicht klargestellt. Es lassen sich folgende Gruppen von chemischen Wirkungen in Gasen unterscheiden.

In einer großen Anzahl von chemisch zusammengesetzten Gasen bringt die elektrische Strömung eine *Zersetzung* in atomärmere Moleküle hervor. So wird Wasserdampf von dem elektrischen Funken zum Teil in Wasserstoff und Sauerstoff zerlegt, Jodwasserstoff in Jod und Wasserstoff, Ammoniak in Stickstoff

---

stoff); **30**, 431, 1873 (Acetylen); (5) **10**, 51, 1876; **12**, 448, 1877 (Ozon); Schönbein, A. Ch. Ph. **67**, 371, 1862 (Stickstoff, Wasserdampf); Böttger, Erdm. Journ. **90**, 34, 1863 (Antimonwasserstoff); Seguin, A. Ch. Ph. (3) **69**, 104, 1863 (Acetylen, Leuchtgas); Jean, C. R. **61**, 995, 1865 (Ozon); Hittorf, P. A. **126**, 222, 1865 (Phosphor); Williams, Pr. R. S. 1868 (Chlorkohlenstoff, Wasserstoff); Gassiot, Rep. Brit. Ass. 1869, 46; Hofmann, Chem. Ber. **4**, 204, 244, 1871 (Phosphorwasserstoff, Kohlensäure); Houzeau, C. R. **70**, 1286, 1870; **76**, 1203, 1873 (Ozon); Meissner, Gött. Nachr. **16**, 1, 1871 (Ozon); Chabrier, C. R. **75**, 484, 1872; du Moncel, **76**, 1015, 1872 (Wasserstoff, Schwefel); Wright, Am. J. Sc. **4**, 26, 1872; P. A. **152**, 162, 1874 (Ozon); P. u. A. Thénard, C. R. **74**, 1280; **75**, 118, 1735, 1872; **76**, 517, 983, 1048, 1508, 1873; **78**, 219, 1874 (Acetylen, Phosphorwasserstoff, Methylalkohol); Herwig, P. A. **148**, 44, 1873 (Knallgas); de Wilde, Chem. B. **7**, 357, 1874 (Acetylen); Geißler u. Schrötter, P. A. **152**, 171, 1874 (Phosphor); Brodie, Ph. Tr. **164**, 83, 1874; Ph. M. (4) **47**, 309, 1874 (Kohlensäure); Salet, Mondes **39**, 173, 1876 (Stickstoffnatrium); Leeds, Bbl. **4**, 150, 1880 (Ozon); Hautefeuille u. Chappuis, C. R. **92**, 80, 134, 1881 (Übersalpetersäure); **94**, 646, 1882 (Ozon); **98**, 626, 1884 (Sauerstoff, Chlor); Déhérain u. Maquenne, C. R. **93**, 895, 1021, 1881 (Wasserdampf, organische Gase, Stickstoff); Maquenne, C. R. **96**, 63, 1883 (Ameisensäure); v. Klobukow (Äthyläther); Johnson, Chem. News **48**, 253, 1883 (Stickstoff); Rainy, Pr. Edinb. Soc. 1883/84, 756 (Leuchtgas); Figuier, C. R. **98**, 1575, 1884 (verschiedene Gemenge); **100**, 374, 1886 (Grubengas, Stickstoff); Moissan, C. R. **99**, 970, 1884 (Fluorphosphor); Destrem, C. R. **99**, 138, 1884 (Benzol, Toluol, Anilin); Pizzarelli, C. R. **10**, 56, 1886 (Alkohol); J. J. Thomson u. Threfall, Pr. R. S. **40**, 329, 1886 (Stickstoff); Fabingi, Bbl. **11**, 373, 1887 (Leuchtgas); Cook, Chem. News **58**, 130, 1888 (Stickoxyd, Wasser); Bachmetjew, Bbl. **14**, 315, 1890 (Ozon); Schützenberger, C. R. **111**, 14, 1890 (Kohlenoxyd, Stickstoff); Lepsius, Chem. Ber. **23**, 1637, 1890; v. Lepel, W. A. **46**, 319, 1892 (Oxydation des Stickstoffs); Ludeking, Ph. M. (5) **33**, 521, 1892; Shenstone, Ramsay u. Cundall, Chem. News **6**, 284, 1893 (Ozon); Warburg, W. A. **54**, 727, 1895 (Reduktion u. Oxydation von Bleioxyd); B. B. 1900, 712 (Ozon); Andreoli, Z. Elch. **4**, 124, 1897 (Ozon); Rayleigh, Journ. Chem. Soc. 1897, 181 (Untersalpetersäure).

und Wasserstoff. Auch werden viele organische Dämpfe zum Teil unter Ausscheidung von Kohle durch die selbständige elektrische Strömung zersetzt.

Umgekehrt kann die elektrische Strömung zwischen gemischten Gasen eine *chemische Verbindung* veranlassen. So führt der Funke durch Knallgas zur Bildung von Wasserdampf, in einem Gemisch von Stickstoff und Sauerstoff führt er zur Bildung von verschiedenen Oxyden des Stickstoffs (Salpetersäure). Bemerkt sei hier, daß ein durchströmtes Gas auch mit einem festen Körper, den es berührt, eine chemische Verbindung eingehen kann. So wird Bleioxyd von den leuchtenden Partien des Glimmstromes in Gegenwart von Sauerstoff zu Superoxyd oxydiert, in Gegenwart von Wasserstoff dagegen an seiner Oberfläche zum Teil reduziert.

Indem die selbständige Strömung in einem Gemisch zweier Gase gleichzeitig Zersetzung und Verbindung zwischen Zersetzungsprodukten veranlaßt, hat sie eine *doppelte chemische Umsetzung* zur Folge. Dies ist beispielsweise in einem Gemisch von Stickstoff und Wasserdampf, von Stickstoff und Kohlenwasserstoffen der Fall.

Endlich vermag die elektrische Strömung durch ein Gas den *allotropischen Zustand* einiger Körper zu verändern. Bekannt ist die teilweise Verwandlung durchströmten gewöhnlichen Sauerstoffes in Ozon. Diese Wirkung bringt der Spitzen- und Glimmstrom, sowie der Funke hervor. Weißer Phosphor, der von der positiven Lichtsäule oder der negativen Glimmschicht des Glimmstromes berührt wird, verwandelt sich in die rote Modifikation.

Im Anschluß an die chemischen Wirkungen einer Strömung im Gasinnern sei hier die Erscheinung der *Selbstevakuation* eines stromdurchflossenen Gefäßes besprochen. Eine elektrische Strömung kann in zweierlei Weise die Menge eines von ihr durchströmten Gases verändern.[1]) Erstens kann sie durch Erwärmung aus den Elektroden, insbesondere aus der Kathode okkludierte Gase frei machen und so die Menge des vorhan-

[1]) Plücker, P. A. **104,** 113, 1858; **105,** 67, 1858; **107,** 497, 638, 1859; Lockyer, C. R. **89,** 514, 1879; Spottiswoode, Pr. R. S. **33,** 453, 1882; Smyth, Edinb. Trans. **30,** 93, 1882; Nat. **31,** 314, 1885; Chem. News **60,** 223, 1889; De la Rue u. Müller, Ph. Tr. **174,** 477.

denen Gases vermehren; hierauf hat man vor allem dann Rücksicht zu nehmen, wenn man mit reinen Gasen arbeiten will (vergl. S 21). Zweitens kann umgekehrt eine elektrische Strömung einen Teil des durchflossenen Gases zum Verschwinden bringen; dadurch erniedrigt sie den Gasdruck im Gefäß mit der Zeit selbst. Diese Wirkung tritt dann unvermindert zu Tage, wenn einmal der Prozeß der Gasentwickelung aus den Elektroden beendigt ist; ferner macht sie sich um so mehr geltend, je niedriger der Gasdruck ist; so werden Röntgenröhren nach kurzem Gebrauch härter. Als Ursache der Selbstevakuation kommt die Okklusion von Gasen in den Elektroden oder in dem zerstäubten Kathodenmetall in Betracht, ferner können sich chemische Wirkungen zwischen dem durchströmten Gas einerseits und den Elektroden oder Gefäßwänden andererseits abspielen. In erster Linie dürfte die zweite Ursache, eine chemische Bindung des Gases an feste Körper, die Selbstevakuation erklären. Es zeigt sich nämlich, daß die Selbstevakuation von der Sorte des Glases der Gefäßwand abhängt; sie ist am stärksten bei Natronglas, schwächer bei Blei-, am geringsten bei Ienaglas. Ferner ist sie in Wasserstoff viel geringer als in Sauerstoff und Stickstoff.

3. Chemische Wirkungen im Gas an den Elektroden.

Allgemeines über Elektrolyse in Gasen. — Über die elektrolytische Abscheidung von Ionen in Gasen ist bereits oben, S. 288, die Rede gewesen. Hier sei noch Folgendes darüber nachgetragen.

In einem chemisch einfachen Gas kann die elektrische Strömung in der chemischen Zusammensetzung keine Änderung an den Elektroden hervorbringen. Denn an der Anode treten die negativen Elektronionen in das Metall, an der Kathode entnimmt das positive Atomion aus dem Metall ein negatives Elektron, neutralisiert sich und begiebt sich dann wieder in den Gasraum zurück.

1883; Parry, Nat. **45**, 253, 1892; Newall, Pr. R. S. **57**, 346, 1895; Troost u. Ouvrard, C. R. **121**, 394, 1895; Sestini, N. C. **3**, 65, 1896; Callendar, Nat. **56**, 624, 1897; Garbasso, Arch. Gen. (4) **11**, 282, 1901; †Willows, Ph. M. (6) **1**, 503, 1901; Lehmann, A. Ph. **7**, 1, 1902.



In einem Gemisch zweier chemisch einfacher Gase kann, abgesehen von einer chemischen Reaktion zwischen ihnen, die elektrische Strömung das Verhältnis der Partialdrucke an den Elektroden in zweierlei Weise ändern (vergl. Trennung gemischter Gase S. 287). Erstens kann sich an der Kathode der Strom nicht nach dem Verhältnis der anfänglichen Partialdrucke in die zwei Gase verzweigen, sondern von dem einen Gas mehr positive Atomionen abscheiden, als jenem Verhältnis entspricht. Zweitens können die negativen Elektronionen bei der Bildung von Molionen die Moleküle des einen Gases bevorzugen gegenüber dem anderen. In diesem Falle überwiegt in den negativen Molionen das eine Gas, seine so gebundenen Moleküle werden zusammen mit jenen an die Anode geführt und dann hier in größerer Zahl abgeschieden als die in Molionen gebundenen Moleküle des anderen Gases.

In einem chemisch zusammengesetzten Gas sind zwei Fälle zu unterscheiden. Erstens kann bei der Ionisierung das zusammengesetzte Molekül lediglich ein negatives Elektron verlieren und im übrigen unverändert bleiben. In diesem Falle hat ebensowenig wie in einem chemisch einfachen Gas eine chemische Änderung des Gases in der Nähe der Elektroden statt. Zweitens kann eine Zersetzung des Moleküls in zwei oder mehrere chemisch verschiedene Komponenten eintreten, sei es durch hohe Temperatur, durch eine Strahlung oder infolge einer chemischen Umsetzung mit negativen Elektronionen. Dieser Fall führt sich zurück auf den Fall der Mischung zweier chemisch einfacher Gase. An der Kathode wird diejenige Komponente im Überschuß gegen die andere ausgeschieden, in deren positive Ionen der Strom in größerer Stärke sich verzweigt; an der Anode erhält diejenige Komponente das Übergewicht, deren Moleküle in größerer Zahl an das negative Elektronion sich anlagern.

Bei den in vorstehendem Sinne möglichen elektrolytischen Abscheidungen an den Elektroden in verdünnten Gasen gilt für eine Komponente des Gases allein im allgemeinen nicht mehr das Faradaysche Gesetz; es sind die zusammen mit der Komponente abgeschiedenen chemischen Valenzen im allgemeinen nicht mehr proportional der Stromstärke. Diese teilt sich ja in der Regel in Ionen verschiedener Art und nur die

Gesamtzahl der abgeschiedenen Ionen ist proportional der Stromstärke. Angenommen Chlorwasserstoffgas sei in der Weise ionisiert, daß ein Teil der negativen Elektronen unbeladen mit fremder Masse bleibt, ein anderer Teil sich je an ein Chloratom begeben hat. Die negativen Ionen seien also zum Teil negative Elektronionen, zum Teil negative Chlorionen; die positiven Ionen seien zum Teil positive Chlorwasserstoffmoleküle, zum Teil positive Wasserstoffionen. Die elektrische Strömung scheidet dann wohl an der Anode Chlor und an der Kathode Wasserstoff ab, aber weniger, als dem Faradayschen Gesetz entspricht, weil hier gleichzeitig auch Chlorwasserstoff, dort negative Elektronionen entsprechend dem richtig angewendeten Faradayschen Gesetz abgeschieden werden.

In elektrisch durchströmten Gasen sind an den Elektroden bereits eine Reihe von Beobachtungen gemacht worden, welche sich im Sinne einer Elektrolyse deuten lassen. Indes ist ihre quantitative Deutung nicht sicher, da an den Elektroden zumeist sekundär verwickelnde Wirkungen auftreten, vor allem hohe Temperaturen und chemisch aktive Strahlungen. Wir beschränken uns deshalb hier darauf, ohne einen eingehenden Erklärungsversuch die wichtigsten, bis jetzt bekannten chemischen Wirkungen im Gas an den Elektroden aufzuzählen.

Chemischer Nachweis.[1]) — Insofern die Gasionen an den Elektroden in den meisten Fällen nicht in einer flüssigen oder festen Schicht abgeschieden werden, läßt sich ein Überschuß von ihnen an einer Elektrode nur dadurch chemisch nachweisen, daß man das Gas aus der Nähe der Elektroden absaugt und es dann auf seinen Gehalt an der eventuell abgeschiedenen Gaskomponente analysiert oder dadurch, daß man die frei werdende Gaskomponente auf chemischem Wege an eine andere Substanz bindet.

Leitet man durch den Dampf der Quecksilberhaloidsalze $HgCl_2$, $HgBr_2$, HgJ_2 einen Glimmstrom und läßt in diesen eine erwärmte Silberspirale tauchen, so setzt sich an diese Haloid ab; die abgelagerte Haloidmenge ist geringer als dem Faradayschen Gesetz entspricht.

[1]) Perrot, C. R. **42,** 351, 1858; A. Ch. Ph. (3) **61,** 161, 1861; Ludeking, Ph. M. (5) **33,** 521, 1892; J. J. Thomson, Pr. R. S. **53,** 90, 1893; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, W. A. **61,** 737, 1897.



Läßt man längere Zeit den elektrischen Funken durch Wasserdampf schlagen und saugt von jeder Elektrode den Dampf ab, so ergeben sich folgende Resultate. Bei kurzen Funken erscheint an der Anode der Wasserstoff im Überschuß, an der Kathode der Sauerstoff. Bei langen Funken ist das Umgekehrte der Fall. Hierzu sei bemerkt, daß kurze Funken kurz dauernde Lichtbögen sind und darum die Anode stärker erwärmen als die Kathode; lange Funken dagegen sind Glimmströme und erwärmen die Kathode stärker als die Anode. Der Sauerstoff ist darum verglichen mit Wasserstoff immer an der heißeren Elektrode in kleinerer Menge vorhanden.

Spektroskopischer Nachweis.[1]) — Es wurde bereits (S. 460) mitgeteilt, daß in einem Gemisch zweier Gase das Leuchtverhältnis nicht in allen Teilen das Gleiche ist. Hierzu seien noch folgende Beispiele angeführt. Läßt man den Glimmstrom durch Wasserstoff gehen, dem etwas Chlor beigemischt ist, so beobachtet man bei gewissen Drucken an der Kathode nur das Wasserstoffspektrum; an der Anode dagegen ist neben diesem auch das Chlorspektrum wahrzunehmen. Zerlegt man den Glimmstrom durch eine metallische Scheidewand in zwei Teile (S. 201), so verhält sich deren eine Seite wie eine Kathode, die andere wie eine Anode. Ist die Röhre mit einem Gemisch zweier Gase oder mit einem chemisch zusammengesetzten Gas gefüllt, so beobachtet man auf der Kathodenseite ein anderes Spektrum als auf der Anodenseite. In HCl sind die Linien des Cl heller auf der positiven, die des H heller auf der negativen Seite. Ähnlich geben CH_3Cl, CH_2Cl_2, CCl_4, C_2H_6O verschiedene Spektren auf verschiedenen Seiten.

Läßt man den Funken durch Luft schlagen, in die einige Tropfen wässeriger Rubidiumchloridlösung gespritzt wurden, so beobachtet man an der Kathode eine intensive rote Färbung, nicht in dem übrigen Teil der Funkenbahn.

---

[1]) Braun, W. A. **3**, 436, 1878; Goldstein, W. A. **12**, 261, 1881; † J. J. Thomson, Pr. R. S. **42**, 343, 1887; **58**, 244, 1895; Ph. M. (5) **31**, 321, 445, 1889; **49**, 404, 1900; Nat. **51**, 330, 1895; **52**, 454, 1895; Warburg, W. A. **40**, 5, 1890; Baly, Ph. M. (5) **35**, 200, 1893; Pr. R. S. **57**, 418, 1895; Kayser, Handbuch d. Spektroskopie, Leipzig, 1900; S. 199; Morris-Airey, A. Ph. **1**, 466, 1900; Garbasso, Arch. Gen. (4) **11**, 282, 1901.

In der quantitativen Deutung von Beobachtungen der vorstehenden Art muß man vorsichtig sein. Einmal sind nämlich die Temperaturen der Elektroden in diesen Versuchen verschieden groß; dadurch kann eine Dissymmetrie in den chemischen Wirkungen an den Elektroden bedingt werden. Sodann ist das Leuchtverhältnis gemischter Gase eine Funktion der Geschwindigkeit der lichterregenden negativen Elektronionen (vergl. S. 462); diese aber ist an der Kathode viel größer als an der Anode.

Abscheidungen an den Elektroden im Lichtbogen. — Wie am Glimmstrom, so sind auch am Lichtbogen Beobachtungen angestellt worden, welche für eine Abscheidung von Ionen an den Elektroden sprechen. Aber auch hier ist die quantitative Deutung nicht sicher, da die Erscheinungen durch sekundäre Umstände, vor allem durch den Temperaturunterschied der Elektroden verwickelt werden.

Die erste Gruppe von Beobachtungen umfaßt den durch Wägung zu führenden Nachweis von Massentransport zwischen den Elektroden. Von zwei symmetrischen Kohlepolen verliert die positive schneller an Gewicht als die negative. Ähnliches hat bei Elektroden aus anderem Material statt. Der Gewichtsverlust der Elektroden ist nicht proportional der Stromstärke. Bestehen die zwei Elektroden aus verschiedenen Metallen, so erscheint von jeder Elektrode Metall auf der anderen. Steht eine Plattenelektrode einer spitzen Elektrode gegenüber, so verliert diese mehr an Gewicht als jene; die Plattenelektrode kann durch den Lichtbogen sogar eine Gewichtszunahme erfahren.

Der Unterschied in dem Gewichtsverlust zweier Lichtbogenelektroden erklärt sich in erster Linie aus ihrem Tempe-

---

[1]) Silliman; Grove, Ph. M. **16**, 478, 1840; De la Rive, P. A. **54**, 56, 1841; **60**, 385, 1843; **76**, 279, 1849; Fizeau u. Foucault, P. A. **63**, 476, 1844; van Breda, P. A. **70**, 326, 1846; Despretz, C. R. **28**, 757; **29**, 48, 709, 1849; Matteucci, C. R. **30**, 201, 1850; Plücker, P. A. **105**, 70, 1858; Herwig, P. A. **149**, 521, 1873; Wächter, W. A. **17**, 926, 1882; E. Thomson, Electrical World **17**, 166, 1891; Moissan, C. R. **116**, 1429, 1893; S. P. Thompson, Z. Elch. **2**, 548, 1896; Secchi, C. R. **77**, 173, 1873; Lockyer, Ph. Tr. **163**, 253, 1873; Thomas, C. R. **119**, 728, 1894; Baldwin, Ph. R. **3**, 370, 448, 1895; Foley, Ph. R. **5**, 129, 1897; Brown, Ph. R. **7**, 210, 1898.

raturunterschiede; die heißere Elektrode verdampft schneller als die kältere. Der Transport von Masse von einer Elektrode zur anderen erklärt sich daraus, daß aus jeder Dampf in den Gasraum hervorbricht, zum Teil nach der gegenüberliegenden Elektrode diffundiert und sich an deren kälteren Stellen wieder kondensiert. Auf diese Weise destilliert beispielsweise im zischenden Kohlenlichtbogen Kohle von der hochtemperierten Anode nach der weniger heißen Kathode und setzt sich auf dieser pilzförmig ab.

Die zweite Gruppe von Beobachtungen ist spektroskopischer Natur. Im Lichtbogen sind in der Regel mehrere Gase und Dämpfe gleichzeitig vorhanden. Nun zeigt einmal ein und derselbe Querschnitt eines Lichtbogens in seiner Mitte ein anderes Spektrum als in seinem Rand; dies rührt von dem Temperaturunterschied der zwei Orte her. Sodann zeigen verschiedene Querschnitte verschiedene Intensitätsverhältnisse in dem Leuchten der vorhandenen Gase und Dämpfe. Vor allem unterscheiden sich die Spektren der an den Elektroden liegenden Dampfschichten. Im allgemeinen sind die Metalllinien stärker an der Kathode als an der Anode, die Kohlenbanden stärker an der Anode. Die stark elektropositiven Metalle, wie Ca, K, Al, Ba, Na, sind am stärksten an der Kathode; C, Si, Mn am stärksten an der Anode; Ti, Fe und Cu sind überall gleich stark. Von der Deutung dieses spektroskopischen Befundes gilt das Gleiche, was oben (S. 504) über ähnliche Beobachtungen am Glimmstrom gesagt wurde.

4. Chemische Wirkungen auf die Elektrodenoberfläche.[1])

Es wurde bereits oben (S. 168) mitgeteilt, daß die elektrische Strömung durch ein Gas die Oberfläche chemisch verändert. So setzt sich unter Umständen auf der Anode des Glimm-

---

[1]) Ludeking, Ph. M. (5) **33,** 523, 1892; Hittorf, P. A. **136,** 23, 1869; Warburg, W. A. **31,** 577, 1887; Lenard, W. A. **51,** 231, 1894; Graham, W. A. **64,** 49, 1898; Kerkhof, A. Ph. **4,** 343, 1901; — Priestley, Ph. Tr. **58,** 68, 1768; Ritter, Gilb. Ann. **9,** 350, 1801; Matteucci, C. R. **16,** 850, 1843; Grove, Ph. Tr. 1852, 87; Rieß, P. A. **114,** 193, 1861; Peterin, W. B. **62,** 679, 1870; Reitlinger u. Wächter, W. B. **82,** 180, 1882; W. A. **12,** 590, 1883.

stromes eine Schicht ab, welche eine Erhöhung des Anodenfalls zur Folge hat. Wird die so veränderte Elektrode zur Kathode gemacht, so beseitigt die Strömung diese Schicht wieder. Auch die lichtelektrische Zerstreuung verändert die Oberfläche einer Kathode (S. 111).

Läßt man durch Jodwasserstoff einige Zeit den Funken zwischen Kupferelektroden schlagen, so bedeckt sich die Anode mit Jod, die Kathode bleibt blank. Macht man darauf die Anode zur Kathode, so verschwindet das Jod wieder. Der Funke durch Kohlenwasserstoffe schlägt auf einer oder beiden Elektroden Kohle nieder.

Ist in dem elektrisch durchströmten Gas Sauerstoff enthalten, so tritt häufig eine Oxydation der Elektrodenoberfläche ein. So bedeckt sich eine plattenförmige Kupferkathode im Glimmstrom bei niedrigen Drucken mit Oxydringen, welche die Farben dünner Blättchen zeigen. Diese Oxydation der Kathode hat an denjenigen Stellen statt, an welchen die Kanalstrahlen auffallen.

Bei Gegenwart von Quecksilberdampf wird eine Aluminiumkathode in eigentümlicher Weise verändert. Bringt man sie nämlich, nachdem sie längere Zeit vom Strom durchflossen war, in feuchte Luft, so bedeckt sie sich mit einer lockeren, weißlichen Schicht von Thonerde.

Benützt man als Elektroden eine blanke Platte und eine Spitze, so bilden sich unter dieser auf der Platte häufig eigenartige farbige Ringe, sowie ein elektrischer Strom durch das Gas zwischen den Elektroden übergeht. Diese Ringe (Priestleysche Ringe) entstehen teils durch Oxydation, teils infolge von Schmelzung, Verdampfung und darauffolgender Kondensation des Elektrodenmetalls; die zweite Ursache ist besonders dann wirksam, wenn der Funke zwischen den Elektroden bis zur Phase des Lichtbogens sich entwickelt. Ist die Spitze negativ, die Platte positiv, so erzeugen auf dieser kräftige Funken eine scheibenförmige Figur; diese besteht aus einem grauen zentralen Fleck und einem helleren schmalen Ring, der seinerseits wieder von einem stahlblau gefärbten Ring mit einem verwaschenen Saum umgeben ist. Ist die Platte negative Elektrode, so erzeugen auf ihr einige Funken eine große Anzahl kleiner blanker Scheibchen auf einem durch

Oxydation des Metalles gefärbten Untergrund. Auf Platin erscheinen die Priestleyschen Figuren schwer oder gar nicht; ihre Dimensionen und Färbungen ändern sich im allgemeinen mit dem Gasdrucke.

5. Chemische Wirkungen der Kathoden- und Kanalstrahlen.[1])

Die Kathodenstrahlen üben eine Reihe von chemischen Wirkungen aus. Es können hierbei verschiedene Ursachen wirksam sein. Einmal stellen ja die Kathodenstrahlteilchen für sich und chemisch genommen ein Gas dar; dieses kann, beispielsweise wie Chlor, auf Grund seiner chemischen Affinität mit anderen Körpern in eine Reaktion eintreten. Zweitens erregen Kathodenstrahlen bei ihrem Auftreffen auf Körperteilchen Röntgenstrahlen oder ultraviolettes Licht; beide Strahlenarten vermögen chemische Wirkungen hervorzubringen. Endlich geben Kathodenstrahlen an getroffene Körperteilchen eine beträchtliche kinetische Energie ab, hierbei bringen sie entweder direkt, so bei der Ionisierung eines Gasteilchens, oder indirekt durch Temperaturerhöhung und unter Mitwirkung eines vorhandenen Gases eine chemische Umsetzung hervor. Auf welche dieser Ursachen die nachstehenden chemischen Wirkungen der Kathodenstrahlen zurückzuführen sind, läßt sich noch nicht mit Bestimmtheit sagen.

Durch die Kathodenstrahlen werden eine Reihe von chemisch zusammengesetzten Körpern reduziert. Läßt man ein Kathodenstrahlenbündel auf eine oxydierte Kupferplatte fallen, so wird diese an der Auftreffstelle blank; bei Abwesenheit von Wasser-

---

1) † Goldstein, W. A. **11**, 832, 1880; **54**, 371, 1895; **60**, 941, 1897; B. B. 1900, 818; 1901, 222; V. D. Ph. G. **3**, 182, 1901; Ph. Z. **3**, 149, 1902; Lenard, W. A. **51**, 225, 1894; † E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Z. Ph. Ch. **18**, 549, 1895; W. A. **54**, 622, 1895; **56**, 205, 1895; **64**, 78, 1898; Elster u. Geitel, W. A. **59**, 487, 1896; Crookes, Chem. News **74**, 39, 1896; Gouy, C. R. **122**, 775, 1896; Precht, W. A. **61**, 343, 1897; Abegg, W. A. **62**, 425, 1897; Villard, C. R. **126**, 1564, 1898; J. Ph. **8**, 5, 148, 1899; Kreutz, F. 1899, II, 786; v. Czudnochowski, Ph. Z. **1**, 65, 1900; **3**, 82, 1901; Willows, Ph. M. (6) **1**, 503, 1901; Schmauss, Ph. Z. **3**, 85, 1901; H. Becquerel, C. R. **133**, 711, 1901; **134**, 208, 1902; † G. C. Schmidt, A. Ph. **7**, 321, 1902.

stoff und Anwesenheit von Sauerstoff wird umgekehrt blankes Kupfer durch auftreffende Kathodenstrahlen oxydiert. Zahlreiche Chloride werden durch Kathodenstrahlen zu Chlorüren oder Subchloriden reduziert; hierbei wird in das Vakuum Chlor frei. So wird Chlorsilber durch Kathodenstrahlen geschwärzt. Die Chloride des Eisens und Quecksilbers werden in Chlorüre verwandelt; das Quecksilberchlorür schwärzt sich intensiv unter der Wirkung von Kathodenstrahlen. Die *Haloidsalze der Alkalimetalle* werden von Kathodenstrahlen bläulich oder violett *gefärbt*, diese Färbung verschwindet an der atmosphärischen Luft nach einiger Zeit wieder. Sie rührt wahrscheinlich her von der Bildung von Subchloriden und vielleicht auch von der Ausscheidung von Spuren reinen Metalles. Die gefärbten Salze reagieren nämlich alkalisch und sind wie die reinen Metalle empfindlich für lichtelektrische Zerstreuung. Die gleichen Färbungen und Eigenschaften lassen sich auch hervorrufen durch starkes Erhitzen der Salze oder durch Erhitzen im Dampfe des reinen Metalles.

Auch Glas erleidet durch das Auftreffen von Kathodenstrahlen eine chemische Veränderung. War es längere Zeit ihrer Wirkung ausgesetzt, so wird es beim Erhitzen matt, es scheiden sich in und aus ihm kleine Gasbläschen ab. Auf eine chemische Veränderung ist auch die sogenannte *Ermüdung* des Glases beim Fluoreszieren unter dem Stoß von Kathodenstrahlen zurückzuführen. Bei dem bekannten Versuche von Crookes mit dem Schattenkreuz fluoresziert das zuvor beschattete Glas nach dem Umwerfen des Kreuzes heller als die bereits länger bestrahlte Umgebung. Die Ermüdung des Glases ist eine dauernde; die sie verursachende chemische Veränderung kann durch längeres Erhitzen wieder rückgängig gemacht werden. Wie Glas zeigen auch die meisten anderen Körper, welche durch Kathodenstrahlen zu Fluoreszenz angeregt werden, die Erscheinung der Ermüdung; diese ist auch hier wahrscheinlich auf eine chemische Veränderung zurückzuführen (vergl. 491).

Die Kathodenstrahlen vermögen auch den *allotropischen Zustand* eines Körpers zu verändern. So schwärzen sie den Diamanten in einer dünnen Oberflächenschicht, indem sie ihn wahrscheinlich in Graphit verwandeln. Die ablenkbaren

Becquerelstrahlen, die ja Kathodenstrahlen sind, führen weißen Phosphor in roten über.

Die wichtigste chemische Wirkung der Kathodenstrahlen auf Gase ist die Ionisierung; an diese können sich wieder chemische Umsetzungen zwischen verschiedenen Komponenten eines Gasgemisches anschließen. *Sauerstoff* wird durch Kathodenstrahlen zum Teil in *Ozon* verwandelt. In der Nähe eines Aluminiumfensters, aus dem von einer Stromröhre Kathodenstrahlen gesandt werden, nimmt man Ozongeruch wahr.

Von den chemischen Wirkungen der *Kanalstrahlen* ist bis jetzt nur bekannt, daß sie *Oxydation* hervorrufen. Fallen Kanalstrahlen in Luft auf blankes Kupfer, so wird es oxydiert.
